

(12) DEMANDE INTERNATIONALE PUBLIÉE EN VERTU DU TRAITE DE COOPÉRATION  
EN MATIÈRE DE BREVETS (PCT)

(19) Organisation Mondiale de la Propriété  
Intellectuelle  
Bureau international



(43) Date de la publication internationale  
21 mai 2004 (21.05.2004)

PCT

(10) Numéro de publication internationale  
WO 2004/042696 A2

(51) Classification internationale des brevets<sup>7</sup> : G10H 5/00

(21) Numéro de la demande internationale :  
PCT/FR2003/003264

(22) Date de dépôt international :  
31 octobre 2003 (31.10.2003)

(25) Langue de dépôt : français

(26) Langue de publication : français

(30) Données relatives à la priorité :  
02/13682 31 octobre 2002 (31.10.2002) FR

(71) Déposant (pour tous les États désignés sauf US) :  
CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE (CNRS) [FR/FR]; 3 rue Michel Ange, F-75794  
PARIS cedex 16 (FR).

(72) Inventeurs; et

(75) Inventeurs/Déposants (pour US seulement) : KERGO-  
MARD, Jean [FR/FR]; 20 Boulevard Philippon, F-13004

Marseille (FR). GUILLEMAIN, Philippe [FR/FR]; 526  
Chemin de Boyers, F-13400 Aubagne (FR). VOINIER,  
Thierry [FR/FR]; 23 Boulevard du Vaisseau, Les Hauts de  
Mazargues n° 17, F-13009 Marseille (FR).

(74) Mandataires : LE BRUSQUE, Maurice etc.; Cabinet  
Harle et Phelip, 7, rue de Madrid, F-75008 Paris (FR).

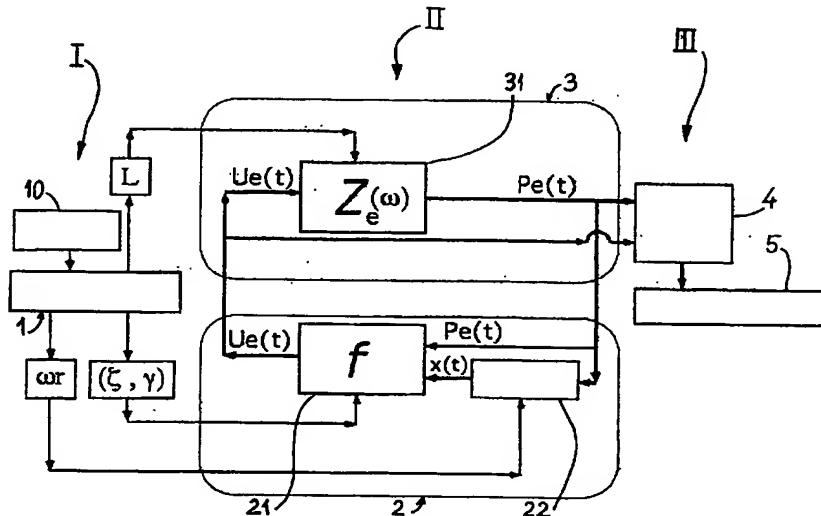
(81) États désignés (national) : AE, AG, AL, AM, AT, AU, AZ,  
BA, BB, BG, BR, BY, BZ, CA, CH, CN, CO, CR, CU, CZ,  
DE, DK, DM, DZ, EC, EE, ES, FI, GB, GD, GE, GH, GM,  
HR, HU, ID, IL, IN, IS, JP, KE, KG, KP, KR, KZ, LC, LK,  
LR, LS, LT, LU, LV, MA, MD, MG, MK, MN, MW, MX,  
MZ, NI, NO, NZ, OM, PG, PH, PL, PT, RO, RU, SC, SD,  
SE, SG, SK, SL, SY, TJ, TM, TN, TR, TT, TZ, UA, UG,  
US, UZ, VC, VN, YU, ZA, ZM, ZW.

(84) États désignés (régional) : brevet ARIPO (BW, GH, GM,  
KE, LS, MW, MZ, SD, SL, SZ, TZ, UG, ZM, ZW), brevet  
eurasien (AM, AZ, BY, KG, KZ, MD, RU, TJ, TM), brevet  
européen (AT, BE, BG, CH, CY, CZ, DE, DK, EE, ES, FI,

[Suite sur la page suivante]

(54) Title: METHOD FOR SIMULATION AND DIGITAL SYNTHESIS OF AN OSCILLATING PHENOMENON

(54) Titre : PROCEDE DE SIMULATION ET DE SYNTHÈSE NUMÉRIQUE D'UN PHÉNOMÈNE OSCILLANT



(57) Abstract: The invention concerns a method for digital simulation of a non-linear interaction between an excitation source and a wave in a resonator, and is particularly applicable, to real-time synthesis of digital signals representing an oscillating phenomenon such as the sound produced by a musical instrument. The invention is characterized in that it consists in calculating the digital signals from equations whereof the solution corresponds to the physical representation of the phenomenon to be simulated which is expressed, each time and in each point of the resonator, by a relationship of impedance or of admittance between two variables representing the effect and the cause of said phenomenon and in directly transcribing the equation of the impedance or of the admittance in the form of a linear filter including delays, so as to produce a non-linear interaction between the two variables of the impedance or admittance relationship.

[Suite sur la page suivante]



FR, GB, GR, HU, IE, IT, LU, MC, NL, PT, RO, SE, SI, SK, TR), brevet OAPI (BF, BJ, CF, CG, CI, CM, GA, GN, GQ, GW, ML, MR, NE, SN, TD, TG).

**Publiée :**

— *sans rapport de recherche internationale, sera republiée dès réception de ce rapport*

**Déclaration en vertu de la règle 4.17 :**

— *relative à la qualité d'inventeur (règle 4.17.iv)) pour US seulement*

*En ce qui concerne les codes à deux lettres et autres abréviations, se référer aux "Notes explicatives relatives aux codes et abréviations" figurant au début de chaque numéro ordinaire de la Gazette du PCT.*

---

(57) **Abrége :** L'invention a pour objet un procédé de simulation numérique d'une interaction non linéaire entre une source excitatrice et une onde dans un résonateur, et peut s'appliquer en particulier, à la synthèse, en temps réel, de signaux numériques représentatifs d'un phénomène oscillant tel que le son produit par un instrument de musique. Selon l'invention, les signaux numériques sont calculés à partir d'équations dont la solution correspond à la manifestation physique du phénomène à simuler qui se traduit, à chaque instant et en chaque point du résonateur, par une relation d'impédance ou d'admittance entre deux variables représentatives de l'effet et de la cause dudit phénomène et l'on transcrit directement l'équation de l'impédance ou de l'admittance sous forme d'un filtre linéaire comportant des retards, en vue de réaliser une interaction non linéaire entre les deux variables de la relation d'impédance ou d'admittance.

## **Procédé de simulation et de synthèse numérique d'un phénomène oscillant**

L'invention a pour objet un procédé de simulation numérique d'une interaction non linéaire entre une source  
5 excitatrice et une onde dans un résonateur et peut s'appliquer, en particulier, à la synthèse numérique, en temps réel, d'un phénomène oscillant tel que le son émis par un instrument de musique fonctionnant notamment en oscillations entretenues, comme un instrument à vent ou à corde frottée.

10 Les phénomènes de propagation des ondes et de formation des sons émis, en particulier, par un instrument de musique ont été étudiés scientifiquement depuis très longtemps.

En particulier, il est admis d'une façon générale, qu'un instrument de musique comprend, au moins, un exciteur,  
15 caractérisé par une caractéristique non linéaire, couplée éventuellement avec certains éléments linéaires (l'anche, les lèvres, l'archet, le marteau, etc...) et des éléments de résonateurs, en général linéaires, où il y a propagation d'ondes ainsi que, généralement, des éléments localisés (par exemple  
20 des trous latéraux ou des éléments simples du type masse ou ressort), en général linéaires également.

De façon analogue, un instrument numérique apte à synthétiser les sons émis par un instrument de musique, se compose généralement de trois éléments principaux,  
25 respectivement un premier élément dont le rôle est de capter les gestes d'un musicien et de les transformer en signaux/paramètres de contrôle, un deuxième élément réalisant le calcul du signal en temps réel, un troisième élément convertissant cette suite de nombres calculée en un signal  
30 sonore, au moyen de convertisseurs numérique/analogique, amplificateur, haut-parleurs.

La présente invention concerne essentiellement le deuxième élément de calcul du signal en temps réel.

On sait que la simulation numérique d'un son ou, plus  
35 généralement, d'un phénomène oscillant, peut s'effectuer par

discrétisation dans le domaine temporel, d'équations constituant la représentation mathématique du phénomène physique à simuler. Un tel modèle s'exprime toujours sous la forme d'un système d'équations aux dérivées partielles couplées, linéaires ou non.

La simulation consiste alors, d'une façon générale, à calculer le plus rapidement possible la solution du modèle acoustique/mécanique décrivant le fonctionnement de l'instrument ou, du moins, des approximations préservant ses caractéristiques les plus importantes..

De nombreuses méthodes existent à cet effet et l'on peut, en particulier, citer les méthodes modales (qui décrivent le résonateur comme un filtre résonant constitué d'une somme de résonances élémentaires), particulières (qui décrivent le milieu dans lequel il y a propagation d'onde sous forme de chaînes du type masses-ressorts-amortisseurs), ou les méthodes numériques de résolution d'équations aux dérivées partielles.

Cependant, la synthèse sonore en temps réel est difficile à réaliser et c'est pourquoi, depuis quelques années, on a développé d'autres méthodes basées sur un formalisme "traitement du signal" de la propagation des ondes dans les deux directions du résonateur de l'instrument. On peut citer, par exemple les méthodes appelées "Guide d'onde numérique" (digital wave guide) ou "Filtre d'onde numérique" (digital wave filter).

D'une façon générale, pour représenter la propagation d'une onde, on peut utiliser, dans le formalisme le plus simple, l'équation bien connue de d'Alembert, qui s'applique tant aux ondes longitudinales (acoustique par exemple) que transversales (vibration d'une corde par exemple). En particulier, dans le cas de la propagation d'une onde acoustique, la pression acoustique en tout point du résonateur d'un instrument à vent peut se décomposer en une somme de deux ondes de pression acoustique, l'une se propageant de

l'instrumentiste vers le pavillon, et l'autre du pavillon vers l'instrumentiste, qui sont appelées onde-aller et onde-retour.

En pratique, cette propagation s'exprime par une équation de convolution (un filtrage linéaire), qui donne l'onde aller (ou retour) en un point du résonateur à chaque instant en fonction de l'onde aller (ou retour) en un autre point à chaque instant. Dans la formulation dite de Green, qui peut être mise en œuvre sous forme numérique, l'équation de d'Alembert, stipule par exemple que ce filtre linéaire, appelé noyau de Green, est un retard pur (delay), dépendant de la vitesse de propagation dans le milieu et de sa longueur.

Dans un modèle de synthèse, ces ondes, respectivement aller et retour, sont représentées par deux signaux correspondant respectivement aux deux solutions propagatives de l'équation différentielle.

Une telle méthode de synthèse est mise en œuvre, par exemple dans le document US-A-5,332,862 qui décrit un synthétiseur comprenant d'une façon générale:

- une partie non linéaire, simulant l'excitateur, sur laquelle sont appliqués deux paramètres de contrôle du son à simuler qui sont, dans ce cas, la pression du souffle du musicien et la pression de ses lèvres sur l'anche ou l'embouchure,
- une partie linéaire, simulant le résonateur, qui reçoit un signal noté  $q_0$ , représentatif de l'onde aller, émis par la partie non linéaire et qui émet vers celle-ci un signal noté  $q_1$ , représentatif de l'onde retour,
- un moyen de création du son à partir des signaux issus de la partie linéaire et de la partie non linéaire,
- un convertisseur numérique-analogique produisant le son de synthèse.

Bien entendu, il existe d'autres types de synthétiseurs mais, jusqu'à présent, toutes les méthodes ayant recours à une modélisation des phénomènes physiques au sein de l'instrument étaient basées sur la décomposition de la vibration au sein du résonateur en termes de variables onde aller et onde retour.

Or, il est apparu que de telles méthodes présentaient plusieurs inconvénients.

Tout d'abord, lorsque le résonateur acoustique est constitué, par exemple, de plusieurs portions de tubes cylindriques de diamètres différents, le changement de section provoque l'apparition d'une onde transmise et d'une onde réfléchie à chaque interface. La présence d'interfaces a été prise en compte dès 1962 par J.L. Kelly et C.C. Lochbaum dans le cadre de la modélisation du conduit vocal.

Ce type de modélisation, qui est identique, dans son approche, à la théorie classique de l'optique géométrique, est employé également, par exemple, en sismique-réflexion, afin de décrire la propagation d'ondes élastiques dans un sol multicouches.

Il est connu, en effet qu'il est intéressant, dans tous les cas où une ou plusieurs ondes se propagent, de caractériser une interface par une matrice de diffusion, car on peut ainsi accéder directement aux réflexions et transmissions des différentes ondes. Toutefois, le comportement de cet élément localisé devient souvent difficile à appréhender et à calculer, dans la mesure où les équations d'interface et de continuité sont toujours écrites à la base avec des grandeurs physiques, par exemple en exprimant, à l'interface, la continuité de la pression ou du débit, de la force ou de la vitesse.

Il est donc souvent plus avantageux d'utiliser des matrices "impédances" ou "admittances", qui relient directement les grandeurs physiques, comme cela a été décrit par J. Kergomard en 1991.

D'autre part, lorsqu'il existe dans l'instrument à stimuler, des éléments localisés autres que des interfaces, la méthode "guides d'ondes" doit être complétée par une méthode du type "filtre d'onde" décrivant ces éléments localisés (tels que masse,

ressort, amortisseur) pour raccorder correctement les différents sous-systèmes.

De même, lorsque le résonateur acoustique est constitué par exemple d'un tuyau conique, les ondes se déplaçant de l'instrumentiste vers le pavillon (aller) et du pavillon vers l'instrumentiste (retour) sont différentes, ce qui nécessite, soit de les modéliser de manière différente, au moyen de deux filtres linéaires correspondant aux noyaux de Green décrivant la propagation dans chaque sens, soit d'approximer le cône par une succession de cylindres de petite longueur et de diamètres différents.

Par ailleurs, le son produit par un instrument de musique n'est pas issu uniquement de la propagation d'une onde dans un résonateur, quelle que soit la complexité de sa géométrie, mais est le résultat du couplage non linéaire entre ce résonateur et une source excitatrice. Ce couplage non linéaire s'exprime physiquement entre les grandeurs physiques représentant une cause (pression dans le cas acoustique, force dans le cas mécanique) et un effet (débit dans le cas acoustique, vitesse dans le cas mécanique), appelées variables de Kirchhoff. Dans le cas acoustique, cette loi physique dite d'Euler-Bernoulli, version simplifiée des équations de Navier-Stokes utilisées en mécanique des fluides, stipule que la pression acoustique au niveau de l'anche ou des lèvres d'un instrument à vent est proportionnelle, à une constante additive près, au carré du débit acoustique. La formulation des ondes dans le résonateur sous forme d'ondes-aller et d'ondes-retour nécessite donc d'effectuer un changement de variables permettant d'exprimer le couplage non linéaire, non plus en fonction des variables physiques pression-débit, mais en fonction de ces nouvelles variables onde-aller et onde-retour, comme par exemple, dans le document US-A-5,332,862 déjà cité. Cependant, le changement de variables introduit une complexité supplémentaire dans le procédé de synthèse. C'est ainsi qu'on a proposé récemment l'emploi de méthodes

itératives ou de tabulation pour calculer la solution du système non linéaire.

Les méthodes de synthèse utilisées jusqu'à présent ne permettent donc pas d'exprimer simplement le couplage non  
5 linéaire qui existe entre la source excitatrice et le résonateur de l'instrument et limitent la paramétrisation physique des algorithmes de synthèse.

L'invention a pour objet d'éviter de tels inconvénients et de lever ces limitations grâce à une nouvelle méthode  
10 de simulation et de synthèse en temps réel d'un phénomène oscillant, applicable spécialement mais non limitativement aux instruments à vent auto-oscillants. En particulier, l'invention a pour objet un procédé de simulation permettant de prendre en compte les processus  
15 physiques régissant le fonctionnement d'un instrument réel et dont la mise en œuvre numérique peut être particulièrement simple.

En outre, à partir d'une méthode de base applicable à des instruments du type clarinette, à résonateur cylindrique,  
20 l'invention peut être adaptée à la simulation d'autres types d'instruments à vent ou à cordes.

Par ailleurs, l'invention ne se limite pas à la simulation d'instruments de musique mais peut s'appliquer, d'une façon générale à la synthèse numérique, en temps réel de  
25 phénomènes oscillants de toutes sortes.

D'une façon générale, l'invention a donc pour objet la simulation d'une interaction non linéaire entre une source excitatrice et une onde dans un résonateur, au moyen d'outils de calcul de signaux numériques, à partir d'équations dont la  
30 solution correspond à la manifestation physique d'un phénomène à simuler.

Conformément à l'invention, le phénomène à simuler se traduisant, à chaque instant et en un point donné du résonateur, par une relation linéaire entre deux variables représentatives de  
35 l'effet et de la cause dudit phénomène, on transcrit directement



l'équation de l'impédance ou de l'admittance sous forme d'un modèle numérique permettant de réaliser une interaction non linéaire entre les deux variables de la relation d'impédance ou d'admittance.

5       A cet effet, le modèle comporte, d'une part, au moins une partie linéaire représentant directement l'impédance ou l'admittance dite d'entrée du résonateur, c'est-à-dire au point où se manifeste l'interaction non linéaire et, d'autre part, une  
10       partie non linéaire modélisant le rôle de la source excitatrice du phénomène à simuler.

      En particulier, pour la synthèse numérique, en temps réel, d'un phénomène oscillant, l'invention permet, à partir d'un système d'équations entre au moins deux variables représentatives du comportement du résonateur, d'établir une  
15       expression de l'impédance ou de l'admittance d'entrée du résonateur sous forme d'un filtre linéaire comportant des retards, sans décomposition en ondes aller-retour, de façon à réaliser au moins une partie linéaire du modèle qui peut être  
20       couplée à une boucle non linéaire faisant intervenir l'évolution de la non-linéarité telle qu'elle s'exprime entre les deux variables de la relation d'impédance ou d'admittance du résonateur.

      De façon particulièrement avantageuse, cette partie linéaire du modèle est constituée de la somme de deux guides  
25       d'ondes élémentaires réalisant une fonction de transfert entre les deux variables de la relation d'impédance ou d'admittance.

      Selon une autre caractéristique particulièrement avantageuse, le modèle est piloté par au moins deux paramètres représentatifs de l'interaction physique non linéaire  
30       entre la source et le résonateur, au moyen d'une boucle reliant la sortie à l'entrée de la partie linéaire et comprenant une fonction non linéaire jouant le rôle de source excitatrice pour le résonateur.

      Ainsi, contrairement aux procédés de synthèse utilisés  
35       habituellement, le procédé selon l'invention ne fait pas appel

aux ondes aller et retour, mais exprime directement et numériquement la relation linéaire, dite relation d'impédance, entre les variables cause et effet, c'est à dire pression et débit dans le cas acoustique, force et vitesse dans le cas mécanique.

5 Naturellement, cette relation fait apparaître des éléments propagatifs, faisant intervenir des filtres et des retards, dans la mesure où le phénomène physique à simuler est inchangé.

Cependant, grâce au procédé selon l'invention, cette relation est facilement exploitable sous forme numérique et peut  
10 ensuite être associée avec la relation non linéaire exprimée physiquement entre les mêmes variables.

Comme indiqué plus haut, la présente invention concerne donc essentiellement l'élément de modélisation d'un instrument numérique qui, à partir de paramètres élaborés par un moyen  
15 de contrôle, tels qu'un capteur gestuel commandé par le musicien, calcule en temps réel un signal susceptible d'être transformé en signal sonore par un élément de conversion.

En particulier, pour la synthèse, en temps réel, par modélisation physique, du son d'un instrument de musique  
20 résultant d'un couplage non linéaire entre la source excitatrice et le résonateur, l'invention permet de résoudre le système d'équations représentatif du phénomène à simuler en exprimant directement et numériquement la relation linéaire d'impédance ou d'admittance entre les variables cause et effet et en  
25 associant cette relation linéaire sous forme numérique à la relation non linéaire entre les mêmes variables. De plus, dans le cas d'un résonateur de géométrie complexe, celui-ci peut être décomposé en éléments successifs, de façon à combiner les relations linéaires élémentaires correspondant  
30 respectivement à chaque élément du résonateur, afin d'obtenir une impédance ou admittance correspondant à la géométrie de l'instrument.

Comme on l'a indiqué, l'invention s'applique, en particulier, à la synthèse en temps réel des sons produits par un  
35 instrument à vent. Dans ce cas, les deux variables de la relation

d'impédance sont la pression et le débit acoustiques à l'entrée du résonateur.

Dans le cas d'un résonateur cylindrique ayant une extrémité ouverte, il est particulièrement avantageux de réaliser la partie linéaire du modèle de transcription numérique de l'équation de l'impédance sous forme d'une somme de deux guides d'ondes élémentaires ayant pour source excitatrice le débit à l'entrée du résonateur et réalisant la fonction de transfert :

$$Z_e(\omega) = \frac{P_e(\omega)}{U_e(\omega)} = \frac{1}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)} - \frac{\exp(-2ik(\omega)L)}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)}$$

dans laquelle :

- $\omega$  est la pulsation de l'onde
- $Z_e(\omega)$  est l'impédance d'entrée du résonateur,
- $P_e(\omega)$  et  $U_e(\omega)$  sont les transformées de Fourier des valeurs adimensionnées de la pression et du débit à l'entrée du résonateur,
- $k(\omega)$  est une fonction de la pulsation de l'onde qui dépend du phénomène à simuler,
- $L$  est la longueur du résonateur.

Selon une autre caractéristique, chacun des deux guides d'ondes fait intervenir un filtre ayant pour fonction de transfert :

$$-F(\omega)^2 = -\exp(-2ik(\omega)L)$$

et représentant un trajet aller-retour d'une onde avec changement de signe à l'extrémité ouverte du résonateur, chaque guide d'onde correspondant à un terme de l'équation de l'impédance.

Un tel modèle peut avantageusement être piloté par la longueur du résonateur et au moins deux paramètres représentatifs de l'interaction physique non linéaire entre la pression et le débit à l'entrée du résonateur, au moyen d'une boucle reliant la sortie à l'entrée de la partie linéaire et

comprenant une fonction non linéaire jouant le rôle de source excitatrice pour le résonateur.

En particulier, pour la synthèse en temps réel des sons à simuler, on réalise une formulation, dans le domaine temporel, de la réponse impulsionnelle du résonateur, en approximant les pertes représentées par le filtre au moyen d'un filtre numérique approché.

L'invention couvre d'autres caractéristiques essentielles mentionnées dans les revendications et portant, en particulier, sur les équations utilisées par l'outil de calcul des signaux numériques et qui conduisent à des modèles à guides d'ondes dépendant du phénomène à simuler.

En effet, selon une caractéristique essentielle de l'invention, la méthode proposée pour la simulation d'un phénomène simple comme la propagation d'une onde dans un résonateur cylindrique, peut être adaptée de multiples façons pour la simulation de phénomènes plus complexes et, en particulier, de divers types d'instruments.

Dans la description qui va suivre, on va donc exposer en détail la méthode de simulation, les équations utilisées et le modèle à mettre en œuvre pour la synthèse du son d'un instrument à résonateur acoustique cylindrique à anche, du type clarinette, et ensuite certaines adaptations pour la simulation d'autres types d'instruments.

La figure 1 représente schématiquement l'ensemble d'un instrument numérique pour la simulation d'un instrument à vent, par le procédé selon l'invention.

La figure 2 donne deux diagrammes représentant respectivement, à gauche la fonction de transfert, en Hertz, d'un modèle d'anche à un mode et à droite, la réponse impulsionnelle en fonction des échantillons, avec une fréquence d'échantillonnage de 44 100 Hertz.

La figure 3 est un schéma de calcul par combinaison de guides d'ondes, représentant l'impédance d'entrée d'un résonateur cylindrique.

La figure 4 donne deux diagrammes représentant respectivement, pour un résonateur cylindrique, en haut l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence indiquée en Hertz et, en bas, la réponse impulsionnelle en fonction du temps, en secondes.

La figure 5 est un schéma de calcul d'un modèle de simulation d'un instrument à anche à résonateur cylindrique.

La figure 6 donne deux diagrammes analogues à la figure 3, représentant respectivement, pour un modèle de résonateur calculé selon l'invention, en haut l'impédance d'entrée approchée et en bas la réponse impulsionnelle approchée.

La figure 7 donne deux diagrammes analogues à la figure 2, représentant respectivement, pour un modèle d'anche calculé selon l'invention, à gauche la fonction de transfert et à droite la réponse impulsionnelle.

La figure 8a montre les variations, en fonction du temps indiqué en secondes, de la pression acoustique interne au niveau de l'embouchure d'un résonateur cylindrique. Les figures 8b et 8c sont des agrandissements des transitoires d'attaque et d'extinction.

La figure 9 donne deux diagrammes représentant respectivement, à gauche la fonction de transfert et à droite la réponse impulsionnelle, pour un modèle d'anche multimode calculé selon l'invention.

La figure 10 donne deux diagrammes représentant le spectre de la pression acoustique externe, respectivement en haut pour une anche à un seul mode et en bas pour une anche à modes multiples.

La figure 11 est un schéma de calcul représentant l'impédance d'un résonateur cylindrique avec impédance terminale.

La figure 12 est un schéma de calcul représentant l'impédance d'un résonateur conique.

La figure 13 est un schéma de calcul représentant l'impédance d'un résonateur pour instruments à vent.

La figure 14 est un schéma général de calcul représentant l'impédance d'une combinaison en parallèle de résonateurs cylindriques.

La figure 15 donne deux diagrammes représentant respectivement, dans le cas d'une corde, en haut l'admittance exacte et en bas l'admittance approchée, en fonction de la fréquence indiquée en Hertz.

La figure 16 est un modèle d'instrument numérique simulant un instrument à corde.

La figure 17 montre, pour une corde frappée, les variations au cours du temps, en haut de la vitesse de la corde au point de contact et, en bas, de la force exercée par le marteau sur la corde.

La figure 18 représente, pour une corde frappée, la trajectoire de la force au cours du temps, en fonction du déplacement relatif du marteau par rapport à la corde.

La figure 19 est un schéma général de simulation d'un instrument fonctionnant par couplage non linéaire entre une source excitatrice et un résonateur.

L'invention va d'abord être décrite dans son application à un instrument à vent du type clarinette.

Sur la figure 1, on a représenté schématiquement l'ensemble d'un instrument numérique pour la mise en œuvre de l'invention comprenant, d'une façon générale, un élément de contrôle I comportant un capteur gestuel 1 commandé par un opérateur 10 et transformant les actions de celui-ci en paramètres de contrôle  $\omega_r$ ,  $\zeta$ ,  $\gamma$ ,  $L$ , un élément de modélisation II sur lequel agissent les paramètres de contrôle, comportant une partie non linéaire 2, associée à une partie linéaire 3, et un élément III de création du son, comportant un moyen 4 de génération, à partir des signaux calculés par l'élément de modélisation II, d'un signal qui est transformé en son synthétisé par un convertisseur numérique-analogique 5. Comme on le sait, les phénomènes physiques mis en jeu lors de la production du son de la clarinette, s'expriment d'une part, par une équation

de propagation linéaire des ondes dans le tuyau avec perte, et d'autre part, par une équation non linéaire reliant le débit avec la pression et le déplacement de l'anche au niveau de l'embouchure de l'instrument.

5 Un modèle de simulation du son comprend donc une partie linéaire du modèle correspondant au résonateur de l'instrument qui, dans le cas de la clarinette est constitué d'un tube cylindrique. Pour cette géométrie, en supposant que le rayon du tube est grand devant les épaisseurs des couches limites, la  
10 pression acoustique à l'intérieur du tube est régie par une équation de la forme :

$$\frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial t^2} - \alpha \frac{\partial^{\frac{3}{2}} p(x,t)}{\partial t^{\frac{3}{2}}} = 0$$

15 où  $\alpha = \frac{2}{Rc^{\frac{3}{2}}} \left( \sqrt{l_v} + \left( \frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \sqrt{l_t} \right)$ , R étant le rayon du tube, c'est-à-dire 7mm dans le cas de la clarinette. Les valeurs des constantes physiques, en unités mKs, sont :  $c=340$ ,  $l_v=4.10^{-8}$ ,  $\frac{C_p}{C_v}=1.4$ ,  $l_t=5.6.10^{-8}$ ,  $C_v$

20 En recherchant les solutions du type  $\exp(i(\omega t - k(\omega)x))$ ,  $\omega$  étant la pulsation de l'onde, on peut écrire :

$$k(\omega)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (1 - i^{\frac{3}{2}} \alpha c^2 \omega^{-\frac{1}{2}}) \quad (1)$$

25 En remplaçant  $\sqrt{1+x}$  par la valeur approchée  $1 + \frac{x}{2}$  lorsque x est petit, l'expression approchée classique de  $k(\omega)$ , que nous utiliserons par la suite, devient :

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} - \frac{i^{\frac{3}{2}}}{2} \alpha c \omega^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

On sait que, si l'on considère un tuyau de longueur infinie que l'on suppose excité en  $x=0$  et  $t=0$  par une impulsion Dirac  $\delta(x)\delta(t)$ , en tout point  $x>0$ , la pression acoustique propagée à partir de cette source s'écrit sous la forme d'une somme continue de toutes les ondes susceptibles de se propager dans le tuyau :

$$p(x,t) = \int \exp(-ik(\omega)x) \exp(i\omega t) d\omega$$

qui apparaît comme la Transformée de Fourier inverse de la valeur  $\exp(-ik(\omega))$ .

Dans ce qui suit, on réservera le terme "guide d'onde" à la formulation dite de Green représentant la propagation d'une onde dans un milieu, et incluant la dissipation et la dispersion.

Dans ce formalisme de Green, la fonction de transfert d'un tuyau de longueur  $L$ , représentant la propagation, la dissipation et la dispersion est :

$$F(\omega) = \exp(-ik(\omega)L) = \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha c\sqrt{\frac{\omega}{2}}L\right) \times \exp\left(-i\left(\frac{\omega}{c}L + \frac{1}{2}\alpha c\sqrt{\frac{\omega}{2}}L\right)\right) \quad (3)$$

La dissipation représentée par le module de  $F(\omega)$  et la dispersion représentée par la phase de  $F(\omega)$  sont donc proportionnelles à  $\sqrt{\omega}$ , tandis que le retard de propagation est donné par  $\frac{L}{c}$ . La longueur du tuyau sera donc le paramètre de contrôle de la hauteur et son rayon le paramètre de contrôle des pertes.

On sait, d'autre part, que les transformées de Fourier des pressions et débits adimensionnés à l'entrée ( $P_e(\omega)$ ,  $U_e(\omega)$ ) et en sortie ( $P_s(\omega)$ ,  $U_s(\omega)$ ), du résonateur, sont liés par le système d'équations :

$$P_e(\omega) = \cos(k(\omega)L)P_s(\omega) + i \sin(k(\omega)L)U_s(\omega)$$

$$U_e(\omega) = i \sin(k(\omega)L)P_s(\omega) + \cos(k(\omega)L)U_s(\omega)$$



De façon classique, afin de modéliser la pression acoustique interne, le rayonnement peut être négligé. L'extrémité ouverte de l'instrument est donc parfaitement réfléchissante, ce qui entraîne que  $P_s(\omega)=0$ . Ceci permet  
 5 d'exprimer la relation entre pression et débit à l'entrée du résonateur :

$$P_e(\omega) = i \tan(k(\omega)L) U_e(\omega) = Z_e(\omega) U_e(\omega) \quad (4)$$

10 où  $Z_e(\omega) = i \tan(k(\omega)L)$  est l'impédance d'entrée normalisée du résonateur.

Dans le cas d'un modèle classique d'anche ou de lèvres à un mode, le déplacement adimensionné  $x(t)$  de l'anche par rapport à son point d'équilibre, et la pression acoustique  $p_e(t)$   
 15 qui le produit sont liés par l'équation :

$$\frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{q_r}{\omega_r} \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = \pm p_e(t) \quad (5)$$

avec le signe + lorsque la pression tend à fermer l'anche  
 20 ou les lèvres et le signe - lorsque la pression tend à les ouvrir, et dans laquelle  $\omega_r = 2\pi f_r$  correspond à la fréquence de résonance  $f_r$ , par exemple 2500 Hz et  $q_r$  est le facteur de qualité de l'anche, par exemple 0,2.

En écrivant, l'équation (5) avec le signe + dans le  
 25 domaine de Fourier, on obtient la fonction de transfert de l'anche :

$$\frac{X(\omega)}{P_e(\omega)} = \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega q_r \omega_r} \quad (6)$$

dont la réponse impulsionnelle est donnée par :

30

$$x(t) = \frac{2\omega_r}{\sqrt{4 - q_r^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \omega_r q_r t\right) \sin\left(\frac{1}{2} \sqrt{4 - q_r^2} \omega_r t\right) \quad (7)$$

A titre d'exemple, la figure 2 donne deux diagrammes indiquant respectivement, à gauche la fonction de transfert et à droite, la réponse impulsionnelle du modèle d'anche, pour une fréquence de résonance  $f_r = 2\,500\text{Hz}$  et un facteur de qualité  $q_r = 0,2$ .

Comme on le verra plus loin, il est important de noter que  $x(0) = 0$ .

Par ailleurs, dans le cas d'un instrument à anche de type clarinette ou à embouchure de type trompette, la pression acoustique  $p_e(t)$  et le débit acoustique  $u_e(t)$  (adimensionnés) à l'entrée du résonateur sont reliés de façon non-linéaire par l'équation :

$$u_e(t) = \frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(t) - 1)) \text{sign}(\gamma - p_e(t)) \zeta (1 - \gamma + x(t)) \sqrt{|\gamma - p_e(t)|} \quad (8)$$

Dans le cas d'un instrument à anche, le paramètre  $\zeta$  est caractéristique de l'embouchure et prend en compte la position des lèvres et le rapport de section entre le bec et le résonateur. Ce paramètre  $\zeta$  est proportionnel à la racine carrée de l'ouverture de l'anche au repos et est compris, habituellement entre 0,2 et 0,6.

Le paramètre  $\gamma$  est le rapport entre la pression à l'intérieur de la bouche d'un instrumentiste et la pression de plaquage statique de l'anche. Pour un tuyau sans perte, il va de  $\frac{1}{3}$  pour la mise en vibration à  $\frac{1}{2}$  pour la position d'anche battante.

Les paramètres  $\zeta$  et  $\gamma$  sont donc deux paramètres de jeu importants dans la mesure où ils représentent, respectivement, la manière dont l'instrumentiste pince l'anche et la pression du souffle dans l'instrument.

En combinant l'équation de déplacement de l'anche ou des lèvres, la relation d'impédance et la caractéristique non linéaire, il apparaît que la pression et le débit acoustiques, au niveau de

l'embouchure sont contrôlés par le système d'équations suivant :

$$\frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{q_r}{\omega_r} \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = \pm p_e(t) \quad (9)$$

5

$$P_e(\omega) = i \tan \left( \frac{\omega L}{c} - \frac{j^{3/2}}{2} \alpha c \omega^{1/2} L \right) U_e(\omega) \quad (10)$$

$$u_e(t) = \frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(t) - 1)) \text{sign}(\gamma - p_e(t)) \zeta(1 - \gamma + x(t)) \sqrt{|\gamma - p_e(t)|} \quad (11)$$

10 Le but de l'invention est donc de trouver une formulation dans le domaine temporel de la relation d'impédance permettant de résoudre ce système de trois équations, en modélisant la relation d'impédance en termes de guides d'onde élémentaires.

15 Pour modéliser l'impédance d'entrée du résonateur en termes de guides d'onde élémentaires, on écrit la transformée de Fourier de l'impédance  $Z_e(\omega)$  sous la forme :

$$Z_e(\omega) = i \tan(k(\omega)L) = i \frac{\sin(k(\omega)L)}{\cos(k(\omega)L)} = \frac{\exp(ik(\omega)L) - \exp(-ik(\omega)L)}{\exp(ik(\omega)L) + \exp(-ik(\omega)L)}$$

20 Cette expression peut s'écrire sous la forme :

$$Z_e(\omega) = \frac{P_e(\omega)}{U_e(\omega)} = \frac{1}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)} - \frac{\exp(-2ik(\omega)L)}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)} \quad (12)$$

25 La figure 3 représente un modèle de calcul par combinaison de guides d'ondes, directement issu de cette dernière équation et dont la fonction de transfert est l'impédance d'entrée du résonateur. Il est constitué d'une somme de deux guides d'ondes élémentaires. L'élément supérieur correspond au premier terme de l'équation (12) tandis que l'élément inférieur correspond au deuxième. Le filtre dont la  
30 fonction de transfert est  $-F(\omega)^2 = -\exp(-2ik(\omega)L)$  représente un

trajet aller-retour, avec changement de signe de la pression acoustique à l'extrémité ouverte.

A titre d'exemple, la figure 4 donne deux diagrammes représentant respectivement, pour un tuyau de longueur  $L = 0.5\text{m}$  et de rayon  $R=7\text{mm}$ , en haut la variation de l'impédance d'entrée du résonateur en fonction de la fréquence et, en bas, la réponse impulsionnelle du modèle à guides d'onde correspondant, calculée par transformée de Fourier inverse de l'impédance.

Le système des trois équations physiques couplées (9), (10), (11) permet d'introduire la non-linéarité sous forme d'une boucle reliant la sortie  $p_e$  du résonateur à l'entrée  $u_e$ .

La figure 5 donne un schéma de calcul équivalent permettant, pour la simulation d'un instrument à anche ou embouchure, de coupler non linéairement le déplacement de l'anche ou des lèvres et la pression acoustique avec le débit acoustique à l'entrée du résonateur, en calculant, à chaque instant échantillonné, la pression acoustique interne au niveau de l'embouchure.

Le modèle est entièrement piloté par la longueur  $L$  du résonateur et au moins deux paramètres  $\zeta$  et  $\gamma$  représentatifs de l'interaction physique non linéaire entre la source et le résonateur, au moyen d'une boucle reliant l'entrée à la sortie de la partie linéaire et comprenant une fonction non-linéaire jouant le rôle de source excitatrice pour le résonateur. Comme le montre la Figure 4, la partie linéaire reprend le schéma de la Figure 2 et la fonction non-linéaire  $f$  est contrôlée par les deux paramètres  $\zeta$  et  $\gamma$  permettant de simuler le jeu d'un instrumentiste, et a comme paramètres d'entrée, dans le cas d'une clarinette, la pression à l'embouchure et le déplacement  $x(t)$  de l'anche par rapport à son point d'équilibre, calculé en fonction de la pression à l'embouchure, par un modèle d'anche  $(m)$  qui constitue l'excitateur.

Aucun signal d'entrée n'est nécessaire, dans la mesure où  $\gamma$  est directement proportionnel à la pression dans la bouche de

l'instrumentiste. C'est donc la non-linéarité elle-même, et son évolution imposée par l'instrumentiste, qui joue le rôle de source excitatrice, conformément au modèle physique.

Pour la synthèse, en temps réel, des sons à simuler, le modèle nécessite un échantillonnage numérique et, pour cela, on réalise une formulation, dans le domaine temporel, de la réponse impulsionnelle du résonateur, correspondant à la transformée de Fourier inverse de l'impédance. Cette formulation dans le domaine temporel permet de calculer la pression  $p_e(t)$  à l'embouchure en fonction du débit  $u_e(t)$  mais il est nécessaire, pour cela, d'approximer les pertes représentées par le filtre  $F(\omega)$  au moyen d'un filtre numérique approché. On va donc utiliser une approximation de la fonction de transfert du filtre,  $-F(\omega)^2 = -\exp(-2ik(\omega)L)$ , dont les coefficients sont déterminés à partir de variables physiques telles que la longueur du résonateur et son rayon, de façon à pouvoir apporter les modifications nécessaires en fonction de la géométrie du résonateur. A cet effet, on exprime analytiquement les coefficients du filtre numérique comme des fonctions de paramètres physiques.

En pratique, il est particulièrement avantageux d'utiliser un filtre à un pôle en exprimant la fonction de transfert approchée sous la forme :

$$\tilde{F}(\varpi) = \frac{b_0 \exp(-2i\varpi D)}{1 - a_1 \exp(-i\varpi)} \quad (13)$$

dans laquelle  $\varpi = \frac{\omega}{f_e}$ ,  $f_e$  étant la fréquence d'échantillonnage, et  $D = f_e \frac{L}{c}$  est le retard pur correspondant à un trajet aller ou retour des ondes dans le résonateur.

Les paramètres  $b_0$  et  $a_1$  sont exprimés en fonction des paramètres physiques de telle sorte que  $|F(\omega)^2|^2 = |\tilde{F}(\varpi)|^2$  pour deux valeurs données de  $\omega$ .

La première valeur  $\omega_1$  retenue est celle de la fréquence fondamentale de jeu. Ceci permet d'assurer un temps de décroissance de la fréquence fondamentale de la réponse impulsionnelle du modèle à guides d'ondes utilisant le filtre  
 5 approché, identique à celui du modèle à guides d'ondes utilisant le filtre exact.

La deuxième valeur  $\omega_2$  retenue est celle d'un harmonique choisi de façon à obtenir une décroissance globale identique des réponses impulsionnelles des guides d'onde,  
 10 respectivement, exact et approché.

Le choix de cette deuxième valeur  $\omega_2$  est donc plus libre. Elle correspond, par exemple, au second pic de résonance dans le cas de la clarinette mais, dans certains cas, comme on le verra plus loin dans le cas de la trompette, il peut être  
 15 préférable de choisir un harmonique de rang supérieur.

Le système d'équations à résoudre est donné par :

$$|F(\omega_1)|^2 (1 + a_1^2 - 2a_1 \cos(\varpi_1)) = b_0^2$$

$$|F(\omega_2)|^2 (1 + a_1^2 - 2a_1 \cos(\varpi_2)) = b_0^2$$

20

$$\text{dans lequel } |F(\omega)|^2 = \exp\left(-2\alpha c \sqrt{\frac{\omega}{2}} L\right).$$

En négligeant la dispersion introduite par la partie non-linéaire de la phase de  $F(\omega)$ , les fréquences des harmoniques sont :

$$\varpi_k = \frac{c\pi\left(k - \frac{1}{2}\right)}{Lfe} \text{ où } 2k-1 \text{ est le rang de l'harmonique.}$$

25

En notant :

$c_1 = \cos(\varpi_1)$ ,  $c_2 = \cos(\varpi_2)$ ,  $F_1 = |F(\omega_1)|^2$ ,  $F_2 = |F(\omega_2)|^2$ ,  $A_1 = F_1 c_1$ ,  $A_2 = F_2 c_2$ ,  
 les coefficients  $a_1$  et  $b_0$  sont donnés par :

$$a_1 = \frac{A_1 - A_2 - \sqrt{(A_1 - A_2)^2 - (F_1 - F_2)^2}}{F_1 - F_2} \quad (14)$$

30

$$b_0 = \frac{\sqrt{2F_1F_2(c_1 - c_2)(A_1 - A_2 - \sqrt{(A_1 - A_2)^2 - (F_1 - F_2)^2})}}{F_1 - F_2} \quad (15)$$

A partir de l'expression de l'impédance d'entrée du résonateur :

$$Z_e(\omega) = \frac{1}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)} - \frac{\exp(-2ik(\omega)L)}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)},$$

et en notant  $z = \exp(i\omega)$ , on tire directement :

$$\begin{aligned} \frac{P_e(z)}{U_e(z)} &= \frac{1}{1 + \left( \frac{b_0}{1 - a_1 z^{-1}} \right) z^{-2D}} - \frac{\left( \frac{b_0}{1 - a_1 z^{-1}} \right) z^{-2D}}{1 + \left( \frac{b_0}{1 - a_1 z^{-1}} \right) z^{-2D}} \\ &= \frac{1 - a_1 z^{-1} - b_0 z^{-2D}}{1 - a_1 z^{-1} + b_0 z^{-2D}} \end{aligned}$$

d'où l'on tire l'équation aux différences :

$$p_e(n) = u_e(n) - a_1 u_e(n-1) - b_0 u_e(n-2D) + a_1 p_e(n-1) - b_0 p_e(n-2D) \quad (16)$$

La figure 6 donne deux diagrammes montrant respectivement, en haut la variation de l'impédance d'entrée du résonateur approché en fonction de la fréquence et, en bas, la réponse impulsionnelle du modèle à guides d'onde correspondant, calculée à partir de l'équation aux différences pour un tuyau cylindrique de longueur  $L=0.5m$  et de rayon  $R=7mm$ .

On constate que le modèle ainsi établi donne une réponse impulsionnelle très proche de celle du résonateur, représentée sur la figure 2.

De même que pour le filtre représentant les pertes, la relation entre la pression acoustique et le déplacement de l'excitateur (anche ou lèvres) doit être discrétisée dans le

domaine temporel. Or, la réponse impulsionnelle de l'anche est une sinusoïde amortie de façon exponentielle qui satisfait à la condition  $x(0)=0$ , comme on l'a indiqué plus haut. Il est donc possible de construire un filtre numérique pour lequel le

5 déplacement de l'anche à l'instant  $t_n = \frac{n}{f_e}$  est fonction de la pression acoustique à l'instant  $t_{n-1} = \frac{n-1}{f_e}$  et non pas  $t_n$ . Ceci permet de respecter la propriété  $x(0)=0$  du système continu lorsque l'anche est soumise à une excitation Dirac. Pour

10 satisfaire cette condition, au lieu d'utiliser la transformation bilinéaire pour approximer les termes  $i\omega$  et  $-\omega^2$ , on utilise, selon l'invention, les expressions  $i\omega \approx \frac{f_e}{2}(z - z^{-1})$  et  $-\omega^2 \approx f_e^2(z - 2 + z^{-1})$ , qui correspondent à une différentiation numérique centrée exacte au second ordre.

Avec ces approximations, la fonction numérique de

15 transfert de l'anche est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{X(z)}{Pe(z)} &= \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 + f_e^2(z - 2 + z^{-1}) + \frac{f_e}{2}(z - z^{-1})q_r\omega_r} \\ &= \frac{z^{-1}}{\frac{f_e^2}{\omega_r^2} + \frac{f_e q_r}{2\omega_r} - z^{-1}\left(\frac{2f_e^2}{\omega_r^2} - 1\right) - z^{-2}\left(\frac{f_e q_r}{2\omega_r} - \frac{f_e^2}{\omega_r^2}\right)} \end{aligned}$$

20

d'où l'on tire l'équation aux différences :

$$x(n) = 0 \times p_e(n) + b_{1a}p_e(n-1) + a_{1a}x(n-1) + a_{2a}x(n-2) \quad (17)$$

25 dans laquelle les coefficients  $b_{1a}$ ,  $a_{1a}$  et  $a_{2a}$  sont définis par :



$$a_{0a} = \frac{f_e^2}{\omega_r^2} + \frac{f_e q_r}{2\omega_r} \quad b_{1a} = \frac{1}{a_{0a}} \quad a_{1a} = \frac{\frac{2f_e^2}{\omega_r^2} - 1}{a_{0a}} \quad a_{2a} = \frac{\frac{f_e q_r}{2\omega_r} - \frac{f_e^2}{\omega_r^2}}{a_{0a}}$$

La figure 7 donne, pour un tel modèle d'anche approché, deux diagrammes représentant, à gauche la fonction de transfert et à droite la réponse impulsionnelle, avec une fréquence d'échantillonnage  $f_e=44\,100$  Hertz, les valeurs des paramètres étant  $f_r=2500$ Hz et  $q_r=0,2$ .

On voit que les diagrammes obtenus sont très proches de ceux de la figure 2

Ceci étant établi, on va maintenant exposer une méthode de résolution explicite, selon l'invention, pour le couplage des équations aux différences avec la caractéristique non linéaire.

Les formulations échantillonnées des réponses impulsionnelles du déplacement de l'anche et de l'impédance permettent, en effet, d'écrire l'équivalent échantillonné du système d'équation (9, 10, 11) indiqué plus haut, sous la forme :

$$x(n)=b_{1a}p_e(n-1)+a_{1a}x(n-1)+a_{2a}x(n-2) \quad (18)$$

$$p_e(n)=u_e(n)-a_1u_e(n-1)-b_0u_e(n-2D)+a_1p_e(n-1)-b_0p_e(n-2D) \quad (19)$$

$$u_e(n)=\frac{1}{2}(1-\text{sign}(\gamma-x(n)-1))\text{sign}(\gamma-p_e(n))\zeta(1-\gamma+x(n))\sqrt{|\gamma-p_e(n)|} \quad (20)$$

Ce système d'équations est implicite, du fait que le calcul de  $p_e(n)$  par l'équation d'impédance nécessite la connaissance de  $u_e(n)$  et que cette valeur est elle-même obtenue à partir de l'équation non linéaire et nécessite la connaissance de  $p_e(n)$ . Cependant, comme on l'a indiqué plus haut, le calcul de  $x(n)$  ne nécessite pas la connaissance de  $p_e(n)$  mais celle de  $p_e(n-1)$  qui est connu à l'instant  $n$ .

Ceci permet, selon l'invention, de résoudre simplement et exactement le système couplé. Pour cela, les termes des équations 19 et 20 ci-dessus, qui ne dépendent pas de

l'échantillon de temps  $n$ , peuvent, en effet, être regroupés dans les expressions :

$$V = -a_1 u_e(n-1) - b_0 u_e(n-2D) + a_1 p_e(n-1) - b_0 p_e(n-2D)$$

5

$$W = \frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(n) - 1)) \times \zeta(1 - \gamma + x(n))$$

ce qui permet d'écrire :

10

$$p_e(n) = u_e(n) + V$$

Pour généraliser la méthode, il est intéressant d'associer  $u_e(n)$  à un coefficient  $bc_0 = 1$  dans le cas d'un tuyau cylindrique.

15

Les deux équations 19 et 20 ci-dessus peuvent alors être écrites sous la forme :

$$p_e(n) = b_0 c_0 u_e(n) + V$$

20

$$u_e(n) = W \text{sign}(\gamma - P_e(n)) \sqrt{|\gamma - P_e(n)|}$$

Etant donné que le terme  $\frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(n) - 1))$  annule  $W$  lorsque  $(1 - \gamma + x(n))$  est négatif,  $W$  reste toujours positif. Si l'on considère successivement les deux cas :  $\gamma - p_e(n) \geq 0$  et  $\gamma - p_e(n) < 0$  correspondant respectivement aux cas  $u_e(n) \geq 0$  et  $u_e(n) < 0$ ,  $u_e(n)$  peut s'exprimer exactement et sans faire intervenir l'inconnue  $p_e(n)$ , sous la forme :

25

$$u_e(n) = \frac{1}{2} \text{sign}(\gamma - V) (-bc_0 W^2 + W \sqrt{(bc_0 W)^2 + 4|\gamma - V|})$$

30

De la sorte, le calcul de la pression acoustique et du débit au niveau de l'embouchure à un instant échantillonné  $n$ , peut s'effectuer en utilisant de façon séquentielle les équations suivantes :

$$x(n)=b_{1a}p_e(n-1)+a_{1a}x(n-1)+a_{2a}x(n-2) \quad (21)$$

$$V=-a_1u_e(n-1)-b_0u_e(n-2D)+a_1p_e(n-1)-b_0p_e(n-2D) \quad (22)$$

5

$$W = \frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(n) - 1)) \zeta (1 - \gamma + x(n)) \quad (23)$$

$$u_e(n) = \frac{1}{2} \text{sign}(\gamma - V) (-bc_0 W^2 + W \sqrt{(bc_0 W)^2 + 4|\gamma - V|}) \quad (24)$$

$$10 \quad p_e(n)=bc_0u_e(n)+V \quad (25)$$

Ainsi, l'invention permet de résoudre dans le domaine temporel le système d'équations régissant la modélisation physique de l'instrument, à partir d'une formulation échantillonnée équivalente de la réponse impulsionnelle du déplacement de l'anche, de la relation d'impédance et de la caractéristique non linéaire, qui se traduit par le système d'équations 18, 19, 20, dans lequel :

- l'équation (18) est une transcription numérique du modèle (m) de la figure 5,
- 20 - l'équation (19) est une transcription numérique du modèle d'impédance de la figure 3,
- l'équation (20) est une transcription numérique de la caractéristique non linéaire reliant le déplacement de l'anche et la pression acoustique avec le débit acoustique.

25 En regroupant les termes qui ne dépendent pas de l'échantillon temporel n, le procédé selon l'invention permet, en effet, de déterminer le débit et la pression à l'entrée du résonateur par un calcul séquentiel des équations 21 à 25, et  
30 de résoudre, dans le domaine temporel, le système d'équations 9, 10, 11 régissant la modélisation physique d'un instrument à anche du type clarinette, afin de synthétiser les sons produits par un tel instrument.

A titre d'exemple, la figure 7 montre la variation de la pression acoustique interne au niveau de l'embouchure, calculée par un tel modèle non linéaire faisant appel à des guides d'ondes, pour un tuyau de longueur  $L=0,5\text{m}$  et de rayon  $R=7\text{mm}$ , les valeurs des paramètres étant  $\gamma=0,4$ ,  $\zeta=0,4$ ,  $f_r=2205\text{Hz}$ ,  $q_r=0,3$ .

On observe trois phases : le transitoire d'attaque correspondant à une augmentation brutale de  $\gamma$  et  $\zeta$ , le régime permanent pendant lequel  $\gamma$  et  $\zeta$  diminuent progressivement, de façon linéaire, jusqu'au seuil d'oscillation, et le transitoire d'extinction.

En pratique, la mise en œuvre numérique d'un tel modèle à guides d'ondes non linéaire, peut se faire en utilisant, pour le capteur gestuel, des éléments se trouvant dans le commerce. Par exemple, on peut effectuer une mise en œuvre numérique en langage C sous forme d'un objet externe « clarinette » pour l'environnement connu sous la marque Max-MSP, piloté à partir de commandes MIDI fournies par un contrôleur Yamaha WX5®. Ce contrôleur mesure la pression des lèvres sur l'anche, qui contrôle le paramètre  $\zeta$ , et la pression du souffle, qui contrôle le paramètre  $\gamma$ . Ces informations reçues au format MIDI (donc entre 0 et 127) sont renormalisées pour correspondre à l'échelle des paramètres physiques. L'accord du guide d'onde est réalisé à partir de l'information MIDI pitch contrôlée à partir du doigté qui détermine la longueur  $L$  du tuyau.

Cependant, comme dans un instrument réel, la hauteur change en fonction des paramètres physiques tels que  $\gamma$ ,  $\zeta$ ,  $\omega_r$  et  $q_r$ . Or, en réalité, un instrument de musique n'est pas parfaitement accordé pour tous les doigtés. L'utilisation d'un filtre passe-tout pour la mise en œuvre de la partie fractionnaire du retard  $D$  n'est donc pas indispensable.

En pratique, il apparaît que les sensations de jeu d'un tel instrument virtuel sont tout à fait comparables à celles d'un instrument réel.

Cependant, le procédé qui vient d'être décrit pour la simulation du son d'un instrument à anche du type clarinette, peut encore être perfectionné.

On sait, en effet, que la pression acoustique au niveau de l'embouchure n'est pas la variable représentative du son perçu. Il est donc intéressant de calculer la pression externe qui, pour un tuyau cylindrique, peut s'exprimer comme la dérivée en fonction du temps, du débit sortant :  $p_{\text{ext}}(t) = \frac{du_s(t)}{dt}$ . En négligeant encore le rayonnement, ce qui entraîne  $p_s(t) = 0$ , il vient :

10

$$P_e(\omega) = i \sin(k(\omega)L) U_s(\omega)$$

$$U_e(\omega) = \cos(k(\omega)L) U_s(\omega)$$

d'où l'on tire :

15

$$U_s(\omega) = \exp(-ik(\omega)L) (P_e(\omega) + U_e(\omega))$$

Du point de vue perception, le terme  $\exp(-ik(\omega)L)$  est négligeable. L'expression ci-dessus peut donc être simplifiée et devient :

20

$$p_{\text{ext}}(t) = \frac{d}{dt} (p_e(t) + u_e(t)) \quad (26)$$

Ainsi, d'un point de vue numérique, le calcul, à chaque instant échantillonné ( $n$ ), de la pression externe  $p_{\text{ext}}(n)$ , se réduit à une simple différence entre la somme de la pression interne et du débit, entre l'instant ( $n$ ) et l'instant ( $n-1$ ).

Comme le montre la figure 1, qui représente schématiquement l'ensemble d'un instrument numérique pour la mise en œuvre de l'invention dans le cas d'un instrument à vent, les signaux  $p_e(t)$  et  $u_e(t)$  permettant le calcul de la pression externe  $p_{\text{ext}}(t)$  sont élaborés par l'élément de modélisation II à partir des paramètres de contrôle  $\omega_r$ ,  $\zeta$ ,  $\gamma$ ,  $L$ .

Pour un résonateur cylindrique, cet élément de modélisation II est du type représenté sur la figure 5 et permet le couplage des trois équations (9), (10), (11).

La partie linéaire 3 comporte un bloc de calcul 31 du type représenté sur la figure 3, dont la fonction de transfert  $Z_e(\omega)$  est l'impédance d'entrée du résonateur.

Le modèle est piloté par la longueur  $L$  du résonateur et la partie non linéaire 2 met en œuvre une fonction non linéaire 21 contrôlée par les deux paramètres  $\zeta$  et  $\gamma$  et ayant comme paramètres d'entrée la pression  $p_e(t)$  calculée par la partie linéaire 3 et le déplacement  $x(t)$  de l'excitateur 22 calculé, dans le cas de la clarinette par un modèle d'anche ( $m$ ) en fonction de la même pression  $p_e(t)$  à l'embouchure.

A partir de cette pression  $p_e(t)$  et du débit  $u_e(t)$  à l'embouchure, calculés respectivement par la partie linéaire 3 et la partie non linéaire 2, le bloc 4 calcule le signal sonore  $p_{ext}(t)$  émis par l'instrument numérique grâce au convertisseur 5.

Le procédé selon l'invention a été décrit en détail pour la simulation d'un instrument simple, à résonateur cylindrique, du type clarinette.

Cependant, on va le voir maintenant, le schéma général de la figure 1 peut être appliqué à la simulation de phénomènes plus complexes.

En particulier, des mesures physiques ont montré que les vibrations d'une anche étaient plus complexes qu'une simple sinusoïde amortie. Il est donc apparu que le modèle simple décrit plus haut pouvait être perfectionné de façon à améliorer la qualité du son produit, tel qu'il est perçu. Pour cela, on considère un modèle très simplifié d'anche sous forme d'une corde encastrée libre. Ainsi, le modèle d'impédance d'un tuyau cylindrique décrit plus haut, qui génère principalement des harmoniques impaires, sert de base pour la réalisation d'un modèle d'anche à mode multiple satisfaisant la même condition  $x(0)=0$ , ce qui permet de conserver le schéma de résolution numérique des équations 21 à 25 indiquées plus haut.

Etant donné que la valeur de l'impédance est réelle pour tous les pics de résonance, sa réponse impulsionnelle est une somme de fonctions cosinus. D'autre part, on a vu que la réponse impulsionnelle d'un modèle d'ancre à mode unique est une fonction sinusoïdale. On va donc utiliser, dans la définition du modèle, la fonction de transfert entre une sinusoïde amortie et une cosinusoidale amortie. En conservant les mêmes notations, la transformée de Fourier de  $x(t) = \frac{2\omega_r}{\sqrt{4 - q_r^2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\omega_r q_r t\right) \sin\left(\frac{1}{2}\sqrt{4 - q_r^2}\omega_r t\right)$  est donnée par :

$$X(\omega) = \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega q_r \omega_r}$$

De même, la transformée de Fourier de  $y(t) = \frac{2\omega_r}{\sqrt{4 - q_r^2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\omega_r q_r t\right) \cos\left[\frac{1}{2}\sqrt{4 - q_r^2}\omega_r t\right]$  est donnée par :

$$Y(\omega) = \frac{\omega_r(\omega_r q_r + 2i\omega)}{\sqrt{4 - q_r^2}(\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega q_r \omega_r)}$$

La fonction de transfert entre  $y(t)$  et  $x(t)$  est alors :

$$\frac{X(\omega)}{Y(\omega)} = \frac{\sqrt{4 - q_r^2}\omega_r}{\omega_r q_r + 2i\omega}$$

On peut ainsi écrire le modèle de transmittance sous la forme :

$$\frac{X(\omega)}{P_e(\omega)} = \frac{C \left(1 - B \exp\left(-i \frac{\pi\omega}{\omega_a}\right)\right)}{\left(\frac{1}{2}\omega_r q_r + i\omega\right) \left(1 + B \exp\left(-i \frac{\pi\omega}{\omega_a}\right)\right)}$$

Pour déterminer les trois inconnues  $\omega_a$ ,  $C$ ,  $B$ , on s'impose trois conditions. La première est de conserver la fréquence du premier pic, qui est le pic maximal. On choisit pour cela,  $\omega_a = \omega_r$  en supposant que le décalage de fréquence résultant du facteur de qualité  $q_r$  est négligeable.

La seconde condition, satisfaite par le modèle d'anche à mode unique, consiste à imposer une valeur unitaire du module de transmittance pour  $\omega=0$  de façon à maintenir  $X(\omega) \approx Pe(\omega)$  aux basses fréquences.

- 5 La troisième condition est une valeur imposée de  $\frac{1}{q_r}$  pour le module de la transmittance à la fréquence  $\omega_r$ , afin de conserver la hauteur du pic du modèle d'anche à mode unique.

Grâce à ces trois conditions, la fonction de transfert ainsi réalisée reproduit les caractéristiques principales du modèle d'anche à mode unique.

10 Les deux premières conditions conduisent au système d'équations :

$$\frac{2C(1+B)}{\omega_r \sqrt{q_r^2 + 4(1-B)}} = \frac{1}{q_r}$$

15

$$\frac{2C(1-B)}{\omega_r q_r (1+B)} = 1$$

en posant :  $A_1 = \frac{2}{\omega_r \sqrt{q_r^2 + 4}}$ ,  $A_2 = \frac{1}{2} \omega_r q_r$  et  $A_3 = A_2 A_1 q_r$ , les

coefficients B et C résolvant le système sont donnés par :

20

$$B = \frac{1 + A_3 - 2\sqrt{A_3}}{1 - A_3} \quad (27)$$

$$C = \frac{A_3 - \sqrt{A_3}}{(\sqrt{A_3} - 1) q_r A_1} \quad (28)$$

- 25 De même que pour le cas de l'anche à mode unique, on va construire un modèle numérique dans lequel le déplacement de l'anche à l'instant échantillonné  $t_n = \frac{n}{f_e}$  est fonction de la pression acoustique, non pas à l'instant  $t_n$  mais à l'instant  $t_{n-1} = \frac{n-1}{f_e}$ . Ceci



est possible du fait que la réponse impulsionnelle du modèle est la somme de fonctions sinusoïdales amorties.

Pour remplir cette condition, on utilise une approximation de  $i\omega$  sous la forme  $i\omega \approx f_e(z-1) = f_e(\exp(i\omega) - 1)$ .

- 5 De plus, pour ajouter au modèle un paramètre de contrôle supplémentaire, on remplace le coefficient B par un filtre tel que  $B \approx \frac{b_a}{1 - a_a \exp(-i\omega)}$ . Ainsi, on peut ajuster l'amortissement des harmoniques en fonction de l'amortissement de la fondamentale. Pour conserver la caractéristique  $X(0)=1$ , les
- 10 paramètres  $b_a$  et  $a_a$  sont liés par l'équation  $B = \frac{b_a}{1 - a_a}$ .

Le terme  $\exp\left(-i\frac{\pi\omega}{\omega_a}\right)$  est remplacé par son équivalent échantillonné :  $z^{-D_a} = \exp(-i\omega D_a)$  avec le retard  $D_a$  défini par :  $D_a = E\left(\frac{\pi f_e}{\omega_r}\right)$  dans lequel E indique la partie entière.

- Si l'on note :  $\beta = \frac{1}{2} \omega_r q_r$ , la fonction de transfert numérique
- 15 s'écrit :

$$\frac{X(z)}{P_e(z)} = \frac{C(z^{D_a+1} - a_a z^{D_a} - b_a z)}{(\beta + f_e(z-1))(z^{D_a+1} - a_a z^{D_a} + b_a z)}$$

$$= \frac{C(z^{-1} - a_a z^{-2} - b_a z^{-D_a-1})}{f_e - (f_e(1 + a_a) - \beta)z^{-1} - a_a(\beta - f_e)z^{-2} + f_e b_a z^{-D_a} - b_a(f_e - \beta)z^{-D_a-1}}$$

- 20 ce qui conduit à l'équation aux différences :

$$x(n) = b_{a1}p_e(n-1) + b_{a2}p_e(n-2) + b_{aD1}p_e(n-D_a-1) + a_{a1}x(n-1) + a_{a2}x(n-2) + a_{aD}x(n-D_a) + a_{aD1}x(n-D_a-1) \quad (29)$$

- dans laquelle les coefficients  $a_{a1}$ ,  $a_{a2}$ ,  $a_{aD2}$ ,  $a_{aD1}$  sont
- 25 définis par :

$$a_{a1} = \frac{f_e(1 + a_a) - \beta}{f_e}, \quad a_{a2} = \frac{a_a(\beta - f_e)}{f_e}, \quad a_{aD} = -b_a, \quad a_{aD1} = \frac{b_a(f_e - \beta)}{f_e}$$

et les coefficients  $b_{a1}$ ,  $b_{a2}$ ,  $b_{aD1}$  par :

$$b_{a1} = \frac{C}{f_e}, b_{a2} = \frac{-Ca_a}{f_e}, b_{aD1} = \frac{-Cb_a}{f_e}.$$

5 On remarque que l'équation 29 ainsi établie permet de déterminer le déplacement adimensionné  $x(n)$  de l'anche à l'instant échantillonné  $(n)$ , à partir des instants précédents.

Il apparaît donc que le schéma de calcul numérique du son dans le cas d'un modèle d'anche multimode peut être le même que celui de l'anche à mode unique en remplaçant  
10 l'équation 21 par l'équation 29 qui est une autre transcription numérique du modèle  $(m)$  de la figure 5.

A titre d'exemple, la figure 9, qui est analogue aux figures 2 et 7, donne, pour un modèle approché d'anche multimode calculé selon l'invention, deux diagrammes représentant respectivement, en trait plein, à gauche la fonction de transfert et à droite la réponse impulsionnelle avec une fréquence d'échantillonnage  $f_e=44100$  Hertz, les paramètres ayant des valeurs  $f_r=1837,5$  Hz,  $q_r=0,2$ ,  $a_a=0$ .  
15

Sur les mêmes diagrammes, on a superposé, en traits interrompus, la fonction de transfert et la réponse impulsionnelle du modèle de anche unique telles que représentées sur la figure 7.  
20

Selon un autre développement de l'invention, on peut aussi améliorer le modèle de son de clarinette de façon à le rendre plus naturel en lui incorporant un certain bruit, le système étant ainsi plus réaliste. Etant donné que le bruit est créé par une turbulence au niveau de l'anche avant le début du tuyau, le bruit est ajouté à  $x(t)$ . Il apparaît d'autre part que, en pratique, le niveau de bruit dépend de la pression du souffle alors que sa « couleur » dépend de la pression des lèvres sur l'anche. En effet, d'un point de vue physique, plus l'anche est pressée, plus faible est l'ouverture entre l'anche et le tuyau et plus importante est la turbulence. On utilisera donc un simple  
25  
30

modèle de bruit dont le niveau est piloté par  $\gamma$  et la brillance pilotée par  $\zeta$ .

Pour la mise en œuvre numérique d'un tel modèle de bruit, on utilisera un filtrage passe-bas d'un bruit blanc. La fonction  
5 de transfert de ce filtre est donnée par  $T_b(z) = \frac{b_b(1 - a_b)}{1 - a_b z^{-1}}$ , le

coefficient  $b_b$  étant piloté par  $\gamma$ , et le coefficient  $a_b$  piloté par  $\zeta$ . Les lois de variation de  $b_b$  et  $a_b$  peuvent être déterminées de telle sorte que le son simulé par le modèle soit aussi réaliste que possible.

10 Les deux diagrammes de la figure 10 montrent à titre d'exemple, la variation du module du spectre de la pression acoustique externe correspondant au son produit par le modèle, respectivement sur le diagramme du haut pour une anche à  
15 mode unique et sur le diagramme du bas pour une anche à mode multiple avec bruit additionnel, les paramètres de simulation étant les suivants :

$$f_r = 2205 \text{ Hz}, q_r = 0.25, a_a = 0, \gamma = 0.44, \zeta = 0.4, L = 0.48 \text{ m}, R = 7.10^{-3} \text{ m}$$

20 Comme on l'a indiqué, le procédé selon l'invention, tel qu'il vient d'être décrit en détail, a pour objet la simulation de sons produits par un instrument de musique à anche et à résonateur cylindrique, du type clarinette. Mais l'invention ne se limite pas à une telle application et peut, au contraire, faire  
25 l'objet de nombreux développements.

En effet, à partir du modèle physique non linéaire, faisant appel à des guides d'onde et schématisé sur la figure 5, ainsi que de sa transcription numérique selon la séquence des équations 21 à 25, il va être possible, de simuler le  
30 fonctionnement d'un résonateur ayant une géométrie quelconque, en modifiant le modèle d'impédance pour résonateur cylindrique et les équations aux différences associées, pour les remplacer par des impédances et des équations aux différences plus complexes.

Tout en conservant les propriétés du modèle qui vient d'être décrit, il est possible en effet, à partir du schéma général de la figure 1, de bâtir d'autres modèles d'impédance plus complexes, en combinant certains éléments d'impédance en parallèle ou en série et en proposant des approximations numériques permettant un usage explicite des variables physiques et un contrôle plus flexible de l'instrument numérique.

A titre d'exemple, on va maintenant décrire certains développements du modèle de base pour résonateur cylindrique, en se référant aux figures 11 à 14 qui représentent des schémas de calcul équivalents faisant appel à des guides d'ondes et correspondant à des résonateurs ayant des géométries diverses.

D'une façon générale, sur ces schémas qui correspondent au bloc de calcul 31 de la figure 1, l'opérateur  $C(\omega)$  représente l'impédance d'entrée et  $C^{-1}(\omega)$  l'admittance d'entrée d'un résonateur cylindrique, le modèle numérique correspondant à  $C^{-1}(\omega)$  étant obtenu en changeant simplement le signe du coefficient  $b_0$ .

Un premier perfectionnement du modèle de base qui vient d'être décrit en se référant aux figures 3 et 5, va permettre, en faisant appel, de façon analogue, à des guides d'onde, de réaliser un modèle physique pour résonateur cylindrique avec impédance terminale. Un tel élément permettra, par exemple, de relier entre elles des portions de résonateurs cylindriques ayant des longueurs et des sections différentes, de façon à simuler l'impédance d'entrée d'un conduit de section variable, ou bien de prendre en compte l'impédance de rayonnement.

Pour cela, on considère le formalisme de la ligne de transmission liant la pression et le débit acoustiques, respectivement à l'entrée du résonateur ( $P_e(\omega)$ ,  $U_e(\omega)$ ) et à son extrémité ouverte ( $P_s(\omega)$ ,  $U_s(\omega)$ ).

Si l'on note  $Z_c = \frac{\rho c}{\pi R^2}$  l'impédance caractéristique on a :

$$P_e(\omega) = \cos(k(\omega)L)P_s(\omega) + iZ_c \sin(k(\omega)L)U_s(\omega)$$

$$U_e(\omega) = \frac{i}{Z_c} \sin(k(\omega)L)P_s(\omega) + \cos(k(\omega)L)U_s(\omega)$$

5 En notant  $Z_s = \frac{P_s(\omega)}{U_s(\omega)}$  l'impédance de sortie et

$R(\omega) = \frac{Z_c - Z_s(\omega)}{Z_c + Z_s(\omega)}$ , on peut écrire l'impédance d'entrée de deux  
façons différentes :

$$\frac{P_e(\omega)}{Z_c U_e(\omega)} = \frac{\frac{Z_s(\omega)}{Z_c} + i \tan(k(\omega)L)}{1 + i \frac{Z_s(\omega)}{Z_c} \tan(k(\omega)L)} \quad (30)$$

10

$$= \frac{1 - R(\omega) \exp(-2ik(\omega)L)}{1 + R(\omega) \exp(-2ik(\omega)L)} \quad (31)$$

L'équation 31 montre donc que l'impédance d'un résonateur cylindrique avec impédance terminale peut être obtenue à partir de l'impédance d'un résonateur cylindrique  
15 sans impédance terminale, en remplaçant :

$\exp(-2ik(\omega)L)$  par  $R(\omega) \exp(-2ik(\omega)L)$ .

La Figure 11 donne un schéma équivalent de calcul faisant appel à des guides d'onde, pour la mise en œuvre de l'équation 30, permettant de calculer l'impédance d'un  
20 résonateur cylindrique avec impédance terminale.

Un tel modèle permet de générer en cascade l'impédance d'entrée d'un conduit ayant une géométrie quelconque et pouvant être défini par une succession de conduits cylindriques élémentaires.

25 De ce fait, l'invention peut s'appliquer à la simulation du conduit vocal.

Mais l'invention peut faire l'objet de bien d'autres développements et le schéma de la figure 1 permet en particulier, à partir du modèle de base physique pour résonateur

cylindrique schématisé sur la figure 5, de construire des modèles spécifiques pour la simulation de divers instruments de musique.

C'est ainsi que dans un premier développement du modèle de base, on va construire un modèle pour résonateur conique, utilisable, par exemple, pour la simulation d'un saxophone.

Si l'on appelle  $L$  la longueur du tuyau,  $R$  son rayon d'entrée,  $\theta$  son ouverture, la distance  $x_e$  entre le sommet du cône et l'entrée est :

$$x_e = \frac{R}{\left(\sin \frac{\theta}{2}\right)}$$

L'impédance d'entrée, relative à l'impédance caractéristique

$$Z_c = \frac{\rho_c}{\pi R^2}$$

est alors donnée par l'expression :

$$\frac{P_e(\omega)}{Z_c U_e(\omega)} = \frac{1}{\frac{1}{i\omega \frac{x_e}{c}} + \frac{1}{i \tan(k(\omega)L)}} \quad (32)$$

qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{P_e(\omega)}{Z_c U_e(\omega)} = \frac{i\omega \frac{x_e}{c}}{1 + \frac{i\omega \frac{x_e}{c}}{i \tan(k(\omega)L)}}$$

La Figure 12 donne un schéma équivalent de calcul faisant appel à des guides d'onde, dans lequel l'élément noté  $D$  est l'opérateur différentiel  $D=i\omega$  et l'élément noté  $C-1(\omega)$  correspond au schéma de la figure 2 en remplaçant  $-\exp(-2ik(\omega)L)$  par  $+\exp(-2ik(\omega)L)$ .

Les équations aux différences correspondantes peuvent être établies en suivant un processus analogue à celui qui a été décrit plus haut.

Ainsi, en utilisant la transformée bilinéaire pour approximer  $l\omega$ , la fonction de transfert numérique d'un résonateur conique est donnée par :

$$\frac{P_e(z)}{Z_c U_e(z)} = \frac{1}{\frac{z+1}{2f_e \frac{x_e}{c}(z-1)} + \frac{1-a_1 z^{-1} + b_0 z^{-2D}}{1-a_1 z^{-1} - b_0 z^{-2D}}}$$

10 En notant :  $G_p = 1 + \frac{1}{2f_e \frac{x_e}{c}}$  et  $G_m = 1 - \frac{1}{2f_e \frac{x_e}{c}}$ , la fonction

de transfert se réduit à :

$$\frac{P_e(z)}{Z_c U_e(z)} = \frac{1 - (a_1 + 1)z^{-1} + a_1 z^{-2} - b_0 z^{-2D} + b_0 z^{-2D-1}}{G_p - (a_1 G_p + G_m)z^{-1} + a_1 G_m z^{-2} + b_0 G_m z^{-2D} - b_0 G_p z^{-2D-1}}$$

d'où l'on tire l'équation aux différences :

15

$$p_e(n) = bc_0 u_e(n) + bc_1 u_e(n-1) + bc_2 u_e(n-2) + bc_D u_e(n-2D) + bc_{D1} u_e(n-2D-1) + ac_1 p_e(n-1) + ac_2 p_e(n-2) + ac_D p_e(n-2D) + ac_{D1} p_e(n-2D-1) \quad (33)$$

dans laquelle les coefficients  $bc_0$ ,  $bc_1$ ,  $bc_2$ ,  $bc_D$  et  $bc_{D1}$  sont définis par :

20

$$bc_0 = \frac{1}{G_p}, \quad bc_1 = -\frac{a_1 + 1}{G_p}, \quad bc_2 = \frac{a_1}{G_p}, \quad bc_D = -\frac{b_0}{G_p}, \quad bc_{D1} = \frac{b_0}{G_p}$$

et les coefficients  $ac_1$ ,  $ac_2$ ,  $ac_D$  et  $ac_{D1}$  sont définis par :

25

$$ac_1 = -\frac{a_1 G_p + G_m}{G_p}, \quad ac_2 = \frac{a_1 G_m}{G_p}, \quad ac_D = -\frac{b_0 G_m}{G_p}, \quad ac_{D1} = b_0$$

De façon analogue, l'invention peut s'appliquer au cas de résonateurs courts qui apparaissent, par exemple, dans

l'embouchure d'un cuivre ou dans le bec d'un instrument à anche, ou bien d'un trou de registre ou trou latéral..

Pour cela, on admet que le rayon du résonateur court est suffisamment grand pour conserver le modèle de perte utilisé jusqu'à présent.

Cette approximation d'un résonateur court se fera en approximant l'impédance  $Z_l(\omega) = i \tan(k(\omega)l)$  pour des valeurs faibles de  $k(\omega)l$ .

On arrive ainsi à l'expression

$$Z_l(\omega) = i \tan(k(\omega)l) \cong l(k(\omega)) \cong G(\omega) + i\omega H(\omega) \quad (34)$$

$$\text{dans laquelle } G(\omega) = \frac{1 - \exp\left(-\alpha c \sqrt{\frac{\omega}{2}} l\right)}{1 + \exp\left(-\alpha c \sqrt{\frac{\omega}{2}} l\right)} \text{ et } H(\omega) = \frac{1}{c} (1 - G(\omega)).$$

Dans un autre développement du modèle de base pour résonateur cylindrique, l'invention permet également de simuler un résonateur plus complexe, par assemblage d'impédances élémentaires représentant, d'une part le conduit et, d'autre part, le bec d'un instrument à anche ou l'embouchure d'un cuivre.

Dans ce cas, on modélisera l'embouchure ou le bec par un résonateur de Helmholtz comprenant une cavité hémisphérique couplée avec un tuyau court cylindrique et un résonateur principal à tuyau conique.

L'impédance d'entrée de l'ensemble du résonateur peut s'exprimer par :

$$Z_e(\omega) = \frac{\frac{1}{Z_n}}{i\omega \frac{V}{\rho c^2} + 1 + \frac{1}{iZ(k_1(\omega)L_1) + Z_2 \frac{i\omega \frac{xe}{c}}{1 + \frac{i\omega \frac{xe}{c}}{i \tan(k_2(\omega)L_2)}}}}$$



dans laquelle  $V = \frac{4}{6} \pi R_b^3$  est le volume de la cavité hémisphérique,  $L_1$  est la longueur du tuyau court,  $L_2$  est la longueur du tuyau conique,  $Z_1$  et  $Z_2$  sont les impédances caractéristiques des deux tuyaux qui dépendent de leurs rayons,  $k_1(\omega)$  et  $k_2(\omega)$  tiennent compte des pertes et du rayon  $R_1$  et  $R_2$  de chaque tuyau.

Cette équation peut être écrite sous la forme :

$$Z_n Z_e(\omega) = \frac{iZ_1(k_1(\omega)L_1) + Z_2 \frac{i\omega \frac{X_e}{c}}{1 + \frac{i\omega \frac{X_e}{c}}{i \tan(k_2(\omega)L_2)}}}{1 + i\omega \frac{V}{\rho c^2} \left[ iZ_1(k_1(\omega)L_1) + Z_2 \frac{i\omega \frac{X_e}{c}}{1 + \frac{i\omega \frac{X_e}{c}}{i \tan(k_2(\omega)L_2)}} \right]}$$

10

On peut ainsi établir le schéma équivalent de calcul représenté sur la figure 13, dans lequel l'opérateur noté  $C_1(\omega)$  correspond au schéma de la figure 5 et l'opérateur noté  $S(\omega)$  correspond à l'impédance d'entrée du tuyau conique et au schéma de la figure 12.

Des méthodes de résolution analogues à celles qui ont été décrites précédemment, permettent d'exprimer le modèle équivalent numérique et les équations aux différences correspondantes. L'impédance du tuyau court peut être modélisée en utilisant l'approximation exprimée par l'équation (34) précédente. L'impédance du tuyau conique est représentée par le modèle correspondant à l'équation aux différences (33). L'admittance de la cavité  $i\omega \frac{V}{\rho c^2}$  est approximée par la

20

transformation bilinéaire  $d \frac{z-1}{z+1}$ , où  $d=2f_e$ .

En considérant l'association de la cavité hémisphérique et du tuyau court comme un résonateur de Helmholtz ayant pour fréquence de résonance  $\omega_h = c \sqrt{\frac{S_1}{L_1 V}}$ , on peut utiliser cette

- fréquence  $\omega_h$  pour approximer  $G(\omega)$  par  $G(\omega_h)$  et  $H(\omega)$  par  $H(\omega_h)$ .  
 5 Les deux fréquences utilisées pour le calcul des coefficients  $a_1$  and  $b_0$  sont  $\omega_1 = \frac{c(12\pi L + 9\pi^2 x_e + 16L)}{4L(4L + 3\pi x_e + 4x_e)}$  qui correspond au premier pic d'impédance du tuyau conique, et  $\omega_2 = \omega_h$ . De plus, on utilisera  $Z_n = \frac{\rho c}{S_2} = Z_2$  pour normaliser l'impédance d'entrée.

- L'impédance numérique d'un résonateur de type cuivre est  
 10 ainsi donnée par l'expression :

$$Z_e(z) = \frac{\frac{S_n}{\rho c}}{\frac{Vd(z-1)}{\rho c^2(z+1)} + \frac{1}{\frac{\rho c}{S_1} C_1(z) + \frac{\rho c}{S_2} S_2(z)}} \quad (35)$$

qui peut être simplifiée sous la forme :

$$15 \quad Z_e(z) = \frac{\sum_{k=0}^{k=4} bc_k z^{-k} + \sum_{k=0}^{k=3} bc_{Dk} z^{-2D-k}}{ac_0 - \sum_{k=1}^{k=4} ac_k z^{-k} - \sum_{k=0}^{k=3} ac_{Dk} z^{-2D-k}}$$

d'où l'on tire l'équation aux différences :

$$20 \quad p_e(n) = \sum_{k=0}^{k=4} bc_k u_e(n-k) + \sum_{k=0}^{k=3} bc_{Dk} u_e(n-k-2D) \\ + \sum_{k=1}^{k=4} ac_k p_e(n-k) + \sum_{k=0}^{k=3} ac_{Dk} p_e(n-k-2D) \quad (36)$$

Les coefficients découlent d'un calcul direct à partir de l'équation (35).

L'invention peut encore être appliquée à la modélisation d'un résonateur cylindrique avec trous de registre. On utilisera, à cet effet, des éléments faisant appel à des guides d'ondes et correspondant respectivement à un modèle physique de tuyau cylindrique avec impédance terminale représentant un tuyau de longueur  $L_1$  entre l'embouchure et le trou de registre, un modèle de tuyau court qui représente le trou de registre de longueur  $h_t$  et le modèle de base pour tuyau cylindrique représentant un tuyau de longueur  $L_2$  entre le trou de registre et l'extrémité ouverte.

L'impédance terminale de la première partie du tuyau peut s'écrire :

$$Z_s(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{Z_t C_t(\omega)} + \frac{1}{Z_2 C_2(\omega)}}$$

En écrivant cette expression sous la forme :

$$Z_s(\omega) = \frac{Z_2 C_2(\omega)}{1 + \frac{Z_2 C_2(\omega)}{Z_t C_t(\omega)}}$$

on peut établir un schéma général de calcul par guides d'onde représenté sur la Figure 14, qui, dans le cas qui vient d'être décrit, est utilisé pour calculer l'impédance terminale par une combinaison en parallèle des impédances  $Z_2 C_2(\omega)$  et  $Z_t C_t(\omega)$ .

Dans le cas limite d'un trou de registre fermé, avec deux parties du tuyau ayant le même rayon, on pose  $Z_t C_t(\omega) = \infty$  et  $Z_2 = Z_c$

d'où il vient  $Z_s(\omega) = i Z_c \tan(k(\omega) L_2)$  et  $Z_c(\omega) = i Z_c \tan(k(\omega) (L_1 + L_2))$ .

L'impédance totale d'entrée du tuyau peut alors s'exprimer par :

$$\frac{P_e(\omega)}{Z_c U_e(\omega)} = \frac{(C_2(\omega) + C_1(\omega))Z_t C_t(\omega) + Z_c C_1(\omega) C_2(\omega)}{(1 + C_1(\omega) C_2(\omega))Z_t C_t(\omega) + Z_c C_2(\omega)} \quad (37)$$

En utilisant  $i\omega = f_e(1 - Z^{-1})$  dans l'impédance du tuyau court, comme précédemment, il en découle directement l'équation aux différences.

Ainsi, le modèle de simulation du résonateur cylindrique du type clarinette, obtenu par transposition directe des équations simplifiées du comportement physique de l'instrument, peut être adapté à la simulation d'instruments à résonateur non cylindrique, tel que le saxophone, la trompette ou autres instruments à vent.

Mais l'invention ne se limite pas à un tel mode de réalisation et aux adaptations qui viennent d'être décrites car, sans s'écarter du cadre de protection défini par les revendications, elle peut s'appliquer à la simulation d'autres types d'instruments, par exemple à corde frottée comme le violon ou frappée comme le piano.

En effet, dans le cas d'une corde, il est connu qu'en utilisant le formalisme ligne de transmission mécanique, analogue à celui d'une ligne de transmission acoustique, on établit des relations analogues entre les variables de la relation d'impédance. Celles-ci sont la force exercée sur l'élément mécanique, et la vitesse de cet élément résultant de cette force. Dans la mesure où la grandeur reliée au son émis est liée à la vitesse (c'est à dire à l'effet) dans le cas mécanique, par opposition au cas acoustique dans lequel la grandeur reliée au son émis est la pression (c'est à dire la cause), on préfère décrire le résonateur en terme d'admittance plutôt que d'impédance.

Les équations de la ligne de transmission mécanique entre un point (b) et un point (e) sont alors :

$$\begin{aligned} F_e(\omega) &= \cos(k(\omega)L) F_b(\omega) + iZ_c \sin(k(\omega)L) V_b(\omega) \\ V_e(\omega) &= \frac{i}{Z_c} \sin(k(\omega)L) F_b(\omega) + \cos(k(\omega)L) V_b(\omega) \end{aligned} \quad (38)$$

dans lesquelles  $F$  et  $V$  représentent respectivement les forces  
5 et vitesses en chaque point.

Le nombre d'onde  $k(\omega)$  s'exprime classiquement à partir de l'équation différentielle du mouvement d'une corde en flexion et comporte, comme dans le cas acoustique, des parties propagation (retard), dissipation, dispersion (voir par exemple :  
10 C. Valette, C. Cuesta "Mécanique de la corde vibrante", Hermès, traité des nouvelles technologies, série Mécanique. 1993).

Si l'on suppose que l'extrémité (b) de la corde est fixe et l'extrémité (e) mobile, on a :

$$V_b(\omega) = 0 \Rightarrow Y_e(\omega) = \frac{V_e(\omega)}{F_e(\omega)} = \frac{1}{Z_c} i \tan(k(\omega)L)$$

20 Cette relation constitue l'admittance d'entrée d'une portion de corde encastrée-libre au point où elle est libre, et est identique, à une constante multiplicative près, à l'impédance acoustique d'un résonateur cylindrique. Elle peut donc être représentée par un schéma analogue à celui de la figure 3.

25 Au point où l'interaction avec l'excitateur est réalisée, on écrit les équations de continuité entre les deux portions de corde 1 et 2, en considérant que la force totale exercée est la somme des forces exercées sur chaque portion, tandis que les vitesses de chaque portion sont égales :

$$F(\omega) = F_1(\omega) + F_2(\omega)$$

$$V(\omega) = V_1(\omega) = V_2(\omega)$$

35 En supposant que la corde complète est fixe à ses deux extrémités, ceci permet d'exprimer l'admittance d'entrée de la corde à partir d'une combinaison en série de chaque portion de corde, soit donc, en terme d'admittance :

$$5 \quad Y(\omega) = \frac{V(\omega)}{F(\omega)} = \frac{1}{\frac{1}{Y_1(\omega)} + \frac{1}{Y_2(\omega)}} = \frac{1}{\frac{Z_c}{i \tan(k(\omega)L_1)} + \frac{Z_c}{i \tan(k(\omega)L_2)}} \quad (39)$$

Cette relation est identique, à une constante près, à la combinaison en parallèle de deux résonateurs acoustiques cylindriques et peut donc être représentée par le schéma de la figure 14 dans lequel les éléments notés Ct et C2 représentent l'admittance de chaque portion de corde.

A titre d'exemple, la figure 15 représente, en fonction de la fréquence, en haut l'admittance exacte d'une corde au huitième de sa longueur, calculée avec une expression de  $k(\omega)$  issue d'un modèle classique, et en bas l'admittance approchée en utilisant une approximation des pertes avec un filtre numérique d'ordre 1 dont les coefficients sont calculés avec la même méthode que dans le cas acoustique.

Il convient de remarquer que, dans le cas du violon, le point de contact entre l'archet et la corde s'effectue très près de l'une des extrémités de la corde. En conséquence, il est possible d'utiliser l'approximation « tuyau court » pour l'admittance de l'une des deux portions. De plus, dans la mesure où les pertes exprimées par  $k(\omega)$  sont très faibles dans une corde, il est également possible de les négliger pour la portion courte. Ainsi, l'admittance d'une corde de violon au point de contact avec l'archet peut s'exprimer de façon identique à l'impédance d'un résonateur acoustique conique et peut donc se représenter par le schéma de la figure 12.

Comme dans le cas d'instruments auto-oscillants acoustiques, l'admittance décrite dans ce modèle de base comprenant une corde à deux extrémités fixes, peut être raffinée de façon à prendre en compte des phénomènes physiques supplémentaires. Le procédé consiste à nouveau à associer les admittances de différents éléments. Ainsi, il est possible avec cette approche de construire une admittance d'entrée d'un résonateur constitué de deux cordes couplées par

une table d'harmonie, c'est à dire dont les extrémités ne sont plus fixes, mais mobiles. En effet, dans la plupart des notes d'un piano, ce sont deux ou trois cordes accordées à des fréquences très proches, qui sont frappées simultanément par le même marteau. Dans ce cas, l'admittance totale s'exprime par une association de deux admittances de cordes identiques, chacune de ces admittances étant constituée de deux portions de cordes, dont une portion s'exprime identiquement à l'impédance d'entrée d'un tuyau cylindrique avec impédance terminale. Dans le cas mécanique, l'admittance terminale correspondant à celle de la table d'harmonie, peut s'exprimer par combinaisons d'éléments localisés similaires à ceux employés pour décrire l'embouchure ou le bec (c'est à dire des masses, ressorts, amortisseurs), permettant de prendre en compte un ou plusieurs modes de vibration de la table d'harmonie.

Selon l'invention, la formulation du résonateur en terme d'admittance mécanique peut être exploitée, par exemple dans un instrument à corde frappée tel que le piano. Dans ce cas, et comme dans le cas acoustique, la vitesse d'une corde frappée par un marteau tel que celui d'un piano, peut s'exprimer à partir du système de trois équations couplées:

$$\begin{aligned}
 f(t) &= K(y_h(t) - y_s(t))^p (1 - \alpha \frac{d}{dt}(y_h(t) - y_s(t))) \\
 \frac{d^2 y_h(t)}{dt^2} &= -\frac{1}{M_h} f(t) \\
 V_s(\omega) &= Y(\omega) F(\omega)
 \end{aligned} \tag{40}$$

c'est-à-dire:

- une caractéristique non linéaire exprimant la force en fonction des déplacements et vitesses relatifs du marteau et de la corde,
- une équation de la dynamique du marteau reliant son accélération à la force que la corde exerce sur lui par réaction,

qui est analogue à l'expression du déplacement de l'anche en fonction de la pression,

-une équation d'admittance exprimant la vitesse de la corde en fonction de la force qui lui est imposée, qui est équivalente à la relation d'impédance acoustique.

La caractéristique non linéaire d'impact utilisée ici est connue sous le nom de Hunt-Crossley. L'exposant (p) est classiquement compris entre 2 et 3, et est non entier.  $y_h(n)$  désigne le déplacement du marteau,  $y_s(n)$  celui de la corde. Il convient de remarquer qu'il s'agit ici d'une écriture nouvelle du problème. En effet, classiquement, la relation d'impédance utilisée ici est remplacée par l'équation différentielle du mouvement de la corde.

Un tel procédé de simulation d'un instrument à corde peut être mis en œuvre par un instrument numérique dont le modèle est schématisé sur la figure 16 qui est analogue au schéma général de la figure 1 et dans laquelle:

$Y_e(\omega)$  désigne l'admittance d'entrée du résonateur;

MA est, dans le cas d'un instrument à corde frappée, un modèle de marteau, exprimant sa vitesse à partir de la force  $f(t)$ ;

$V_s(t)$  est la vitesse de la corde et  $V_h(t)$  celle du marteau;

MV est un modèle de calcul de la vitesse au niveau du chevalet qui est ensuite rayonnée par la table d'harmonie, à partir de la force et de la vitesse de la corde au point de contact marteau-corde;

G est la caractéristique non linéaire, et regroupe la fonction non linéaire et les moyens de calcul des déplacements  $Y_h(t)$  et  $Y_s(t)$  à partir de  $V_h(t)$  et  $V_s(t)$ ;

$V_h(0)$  est le paramètre de contrôle agissant sur le bloc MA, fixant la vitesse initiale du marteau au moment de l'impact;

L est le paramètre de contrôle de la note jouée.

Dans le cas d'un instrument à corde frottée, G est la caractéristique non linéaire de friction, dont on trouve de nombreux modèles dans la littérature et dont les paramètres de



contrôle sont la pression de l'archet sur la corde et sa vitesse de déplacement.

Dans un modèle simplifié, le bloc MA peut être supprimé.

Dans le cas d'un instrument à corde frappée, le modèle à  
 5 temps discret fait appel, comme pour certains éléments des  
 modèles acoustiques, à la transformée bilinéaire pour approcher  
 les opérateurs de dérivation par rapport au temps. En notant W  
 (noté V dans le cas acoustique) tous les termes indépendants de  
 (n) de l'équation aux différences reliant la vitesse de la corde  $v_s(n)$   
 10 et la force  $f(n)$ , et  $v_h(n)$  la vitesse du marteau, la transcription du  
 système d'équations ci-dessus en terme de signaux échantillonnés  
 est :

$$\begin{aligned}
 f(n) &= K(y_h(n) - y_s(n))^p(1 - \alpha(v_h(n) - v_s(n))) \\
 v_h(n) &= v_h(n-1) - \frac{1}{2f_e M_h}(f(n) + f(n-1)) \\
 v_s(n) &= c_0 f(n) + W \\
 y_h(n) &= y_h(n-1) + \frac{1}{2f_e}(v_h(n) + v_h(n-1)) \\
 y_s(n) &= y_s(n-1) + \frac{1}{2f_e}(v_s(n) + v_s(n-1))
 \end{aligned}
 \tag{41}$$

Compte-tenu du fait que l'exposant (p) est non entier, il  
 n'existe pas de solution explicite à ce système, contrairement  
 30 au cas acoustique. En substituant les expressions de  $y_h(n)$  et  
 $y_s(n)$  données par les deux dernières équations dans la  
 première équation, on obtient une équation de type « point  
 fixe » :

$$f(n) = (A - Bf(n))^p(C - Df(n))$$

Bien qu'il n'existe pas de solution analytique, ce type  
 d'équation se résout classiquement à l'aide de méthodes  
 itératives, la plus simple étant celle dite du point fixe. La  
 40 régularité dans le domaine temporel de la force  $f(n)$  permet

l'obtention d'une convergence très rapide. En effet, on observe que deux ou trois itérations sont suffisantes.

Le contrôle du modèle s'effectue, pour la note jouée, en agissant sur le résonateur (longueur, diamètre, tension de la corde). La dynamique est contrôlée par la vitesse initiale du marteau, obtenue en fixant  $v_h(n=0)$ .

A titre d'exemple de réalisation, la figure 17 représente, en fonction du temps, en haut la vitesse de la corde au point de contact (le huitième de sa longueur), en bas la force exercée par le marteau sur la corde, solutions du système d'équations précédent, résolu par la méthode du point fixe.

De même, la figure 18 représente la trajectoire au cours du temps de la force en fonction du déplacement relatif du marteau par rapport à la corde.

On a ainsi décrit en détail une application du procédé selon l'invention à la simulation d'un instrument à corde. Comme pour les instruments à vent décrits précédemment et contrairement aux méthodes connues précédemment, l'invention permet d'éviter de faire appel aux grandeurs ondes-aller et ondes-retour.

En outre, il est à noter que le modèle de simulation d'un instrument à corde, illustré par la figure 16 est très semblable au modèle d'instrument à vent illustré par la figure 1. En effet, dans les deux cas, ils font appel à des filtres linéaires comportant des retards, pour réaliser une interaction non linéaire entre deux variables physiques, dites variables de Kirchhoff, représentatives de l'effet et de la cause du phénomène à simuler.

Il apparaît donc que l'invention peut s'étendre, d'une façon générale, à la simulation de tout instrument fonctionnant par couplage non linéaire entre une source excitatrice et un résonateur.

A titre d'exemple, la figure 19 représente le schéma général du modèle d'un tel instrument numérique comprenant,

comme habituellement, un élément de contrôle I, un élément de modélisation II et un élément de création du son III.

Comme précédemment, l'élément de modélisation II comprend une partie linéaire 3 avec un bloc de calcul (31) dont la fonction de transfert est, selon l'instrument à simuler, soit l'impédance d'entrée du résonateur  $Z_e(\omega)$ , soit l'admittance  $Y_e(\omega)$  et une partie non linéaire 2 qui met en œuvre une fonction non linéaire 21.

Le bloc 1 peut être un capteur gestuel fournissant des paramètres de contrôle CL agissant sur la partie linéaire 3 du modèle, et des paramètres de contrôle CNL agissant sur la partie non linéaire 2.

Suivant le sens des flèches indiquées sur le bloc 31 sur la figure 19, la partie linéaire 3 reçoit de la partie non linéaire 2, de gauche à droite, lorsque la fonction de transfert du bloc de calcul 31 est l'impédance, un signal d'effet E pour produire un signal de cause C qui est transmis à la partie non linéaire 2, celle-ci produisant, à partir de ce signal de cause C, un nouveau signal d'effet E à destination de la partie linéaire 3.

Inversement, lorsque la fonction de transfert du bloc de calcul 31 est l'admittance, la partie linéaire 3 reçoit de droite à gauche, de la partie non linéaire 2, un signal de cause C et produit un signal d'effet E qui est transmis à la partie non linéaire 2 pour produire un nouveau signal de cause C à destination de la partie linéaire 3.

La partie non linéaire 2 est associée à des excitateurs 23 transformant respectivement les signaux de cause et d'effet pour produire les autres variables intervenant dans la caractéristique non linéaire H.

Le bloc 4 comporte des moyens de calcul du son à émettre à partir des signaux de cause C et d'effet E, qui est transmis à un convertisseur numérique analogique 5.

L'invention permet ainsi de simuler toutes sortes d'instrument et ne se limite, d'ailleurs pas au domaine de la musique.

En effet, la méthode selon l'invention pourrait aussi s'appliquer à la simulation d'autres phénomènes oscillants, grâce à une adaptation de certaines équations aux différences et un choix d'autres caractéristiques non linéaires et de  
5 paramètres de contrôle tenant compte des caractéristiques physiques des phénomènes à simuler.

## REVENDEICATIONS

1. Procédé de simulation numérique d'une interaction non linéaire entre une source excitatrice et une onde dans un résonateur, au moyen d'outils de calcul de signaux numériques à  
5 partir d'équations dont la solution correspond à la manifestation physique d'un phénomène à simuler qui se traduit, à chaque instant et en chaque point du résonateur, par une relation linéaire entre deux variables représentatives de l'effet et de la cause dudit phénomène à simuler, procédé dans lequel on  
10 transcrit directement l'équation de l'impédance ou de l'admittance sous forme d'un modèle numérique permettant de réaliser une interaction non linéaire entre les deux variables de la relation d'impédance ou d'admittance.

2. Procédé selon la revendication 1, de simulation d'un  
15 phénomène oscillant, caractérisé par le fait que le modèle comporte, d'une part au moins une partie linéaire (3) représentant l'impédance ou l'admittance d'entrée du résonateur et, d'autre part, une partie non linéaire (2) modélisant le rôle de la source excitatrice (22) du phénomène à simuler.

20 3. Procédé de simulation selon l'une des revendications 1 et 2, pour la synthèse numérique, en temps réel, d'un phénomène oscillant, caractérisé par le fait que, à partir d'un système d'équations entre au moins deux variables représentatives du comportement d'une onde dans le résonateur,  
25 on établit une expression de l'impédance ou de l'admittance d'entrée du résonateur sous forme d'un filtre linéaire comportant des retards, sans décomposition en onde aller-retour, de façon à réaliser au moins une partie linéaire (3) du modèle.

4. Procédé selon la revendication 3, caractérisé par le fait  
30 que la partie linéaire (3) du modèle est couplée à une partie non linéaire (2) faisant intervenir l'évolution de la non-linéarité telle qu'elle s'exprime entre les deux variables de la relation d'impédance ou d'admittance d'entrée du résonateur.

5. Procédé selon la revendication 4, caractérisé par le fait  
35 que la partie linéaire (3) du modèle de simulation numérique de

l'équation de l'impédance ou de l'admittance fait appel à deux guides d'ondes élémentaires réalisant une fonction de transfert entre les deux variables de la relation d'impédance ou d'admittance.

5           6. Procédé selon la revendication 5, caractérisé par le fait que la partie linéaire (3) à deux guides d'onde du modèle est couplée à une boucle reliant la sortie à l'entrée de ladite partie linéaire (3) et comprenant une fonction (21) faisant intervenir la non-linéarité telle qu'elle s'exprime physiquement.

10           7. Procédé selon la revendication 6, caractérisé par le fait que le modèle est piloté par au moins deux paramètres représentatifs de l'interaction physique non-linéaire entre la source et le résonateur, au moyen d'une boucle reliant la sortie à l'entrée de la partie linéaire (3) et comprenant une fonction non-  
15           linéaire (21) jouant le rôle de source excitatrice pour le résonateur.

          8. Procédé selon l'une des revendications précédentes, de synthèse en temps réel du son d'un instrument de musique comprenant, au moins, une source excitatrice à caractéristique  
20           non linéaire et un résonateur linéaire, le son produit par l'instrument résultant d'un couplage entre la source excitatrice et le résonateur qui s'exprime au moins par une relation linéaire d'impédance ou d'admittance et une relation non linéaire entre  
25           deux variables physiques représentatives de l'effet et de la cause du son produit, procédé dans lequel le son produit par l'instrument est simulé en temps réel par modélisation des phénomènes physiques régissant le fonctionnement de l'instrument, caractérisé par le fait que, pour réaliser cette  
30           modélisation physique, on exprime directement et numériquement la relation linéaire d'impédance ou d'admittance entre deux variables physiques représentatives de la cause et de l'effet du phénomène à simuler et l'on associe cette relation d'impédance ou d'admittance sous forme numérique à la relation non linéaire entre les mêmes variables.

9. Procédé selon la revendication 8 de synthèse du son d'un instrument à résonateur complexe, caractérisé par le fait que le résonateur est décomposé en une série d'éléments successifs et que les relations d'impédance ou d'admittance correspondant respectivement à chaque élément du résonateur sont calculées et combinées de façon à obtenir une impédance globale correspondant à la géométrie du résonateur.

10. Procédé selon l'une des revendications 8 et 9, caractérisé par le fait que, pour la synthèse en temps réel de sons produits par un instrument à vent, les deux variables de la relation d'impédance sont la pression ( $p_e$ ) et le débit ( $u_e$ ) acoustiques à l'entrée du résonateur.

11. Procédé selon la revendication 10, caractérisé par le fait que, pour un résonateur cylindrique ayant une extrémité ouverte, la partie linéaire (3) du modèle de transcription numérique de l'équation de l'impédance constitue la somme de deux guides d'ondes élémentaires ayant pour source excitatrice le débit ( $u_e$ ) à l'entrée du résonateur et réalise la fonction de transfert :

$$Z_e(\omega) = \frac{P_e(\omega)}{U_e(\omega)} = \frac{1}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)} - \frac{\exp(-2ik(\omega)L)}{1 + \exp(-2ik(\omega)L)} \quad (12)$$

dans laquelle :

- $\omega$  est la pulsation de l'onde
- $Z_e(\omega)$  est l'impédance d'entrée du résonateur,
- $P_e(\omega)$  et  $U_e(\omega)$  sont les transformées de Fourier des valeurs adimensionnées de la pression et du débit à l'entrée du résonateur,
- $k(\omega)$  est une fonction de la pulsation de l'onde qui dépend du phénomène à simuler,
- $L$  est la longueur du résonateur.

12. Procédé selon la revendication 11, caractérisé par le fait que chacun des deux guides d'ondes fait intervenir un filtre ayant pour fonction de transfert :

$$-F(\omega)^2 = -\exp(-2ik(\omega)L)$$

et représentant un trajet aller-retour d'une onde avec changement de signe à l'extrémité ouverte du résonateur, chaque guide d'onde correspondant à un terme de l'équation de l'impédance.

13. Procédé selon la revendication 12, caractérisé par le fait que le modèle est piloté par la longueur (L) du résonateur et au moins deux paramètres ( $\zeta$ ,  $\gamma$ ) représentatifs de l'interaction physique non linéaire entre la pression ( $p_e$ ) et le débit ( $u_e$ ) à l'entrée du résonateur, au moyen d'une boucle reliant la sortie à l'entrée de la partie linéaire (3) et comprenant une fonction non linéaire (21) jouant le rôle de source excitatrice pour le résonateur.

14. Procédé selon la revendication 11, caractérisé par le fait que la fonction non linéaire a comme paramètres d'entrée la pression et le déplacement de l'organe de formation des vibrations et est contrôlée par au moins deux paramètres de simulation du jeu d'un instrumentiste.

15. Procédé selon la revendication 14, caractérisé par le fait que les paramètres de jeu pour le contrôle de la fonction non linéaire sont :

- un paramètre  $\zeta$  caractéristique de l'embouchure et de l'action de l'instrumentiste sur l'organe de formation des vibrations,
- un paramètre  $\gamma$  représentatif de la pression appliquée sur l'organe de formation des vibrations.

16. Procédé selon l'une des revendications 10 à 15, caractérisé par le fait que, pour la synthèse en temps réel des sons à simuler, on réalise une formulation dans le domaine temporel de la réponse impulsionnelle de l'impédance du résonateur, en approximant les pertes représentées par le filtre au moyen d'un filtre numérique approché.

17. Procédé selon la revendication 16, caractérisé par le fait que, pour exprimer la réponse impulsionnelle de l'impédance



du résonateur, on utilise un filtre numérique à un pôle sous la forme :

$$\tilde{F}(\varpi) = \frac{b_0 \exp(-2i\varpi D)}{1 - a_1 \exp(-i\varpi)} \quad (13)$$

5

dans laquelle :

- $\varpi = \frac{\omega}{f_e}$ ,  $f_e$  étant la fréquence d'échantillonnage,
- $D = f_e \frac{L}{c}$  est le retard pur correspondant à un trajet aller ou retour de l'onde dans le résonateur,
- les coefficients  $b_0$  et  $a_1$  sont exprimés en fonction des paramètres physiques de telle sorte que  $|F(\omega)|^2 = |\tilde{F}(\varpi)|^2$  pour une valeur  $\omega_1$  de la pulsation correspondant à la fréquence fondamentale de jeu et une autre valeur  $\omega_2$  correspondant à un harmonique,

10

15

et l'on en tire l'équation aux différences :

$$p_e(n) = u_e(n) - a_1 u_e(n-1) - b_0 u_e(n-2D) + a_1 p_e(n-1) - b_0 p_e(n-2D) \quad (16)$$

20

18. Procédé selon la revendication 17, caractérisé par le fait que les coefficients  $b_0$  et  $a_1$  sont obtenus par résolution du système d'équation

$$|F(\omega_1)|^2 (1 + a_1^2 - 2a_1 \cos(\varpi_1)) = b_0^2$$

25

$$|F(\omega_2)|^2 (1 + a_1^2 - 2a_1 \cos(\varpi_2)) = b_0^2$$

avec  $|F(\omega)|^2 = \exp(-2\alpha c \sqrt{\frac{\omega}{2}} L)$ , lesdits coefficients étant donnés par les formules :

$$a_1 = \frac{A_1 - A_2 - \sqrt{(A_1 - A_2)^2 - (F_1 - F_2)^2}}{F_1 - F_2}$$

$$b_0 = \frac{\sqrt{2F_1F_2(c_1 - c_2)(A_1 - A_2 - \sqrt{(A_1 - A_2)^2 - (F_1 - F_2)^2})}}{F_1 - F_2}$$

5 dans lesquelles

$$c_1 = \cos(\varpi_1), c_2 = \cos(\varpi_2), F_1 = |F(\omega_1)|^2, F_2 = |F(\omega_2)|^2,$$

$$A_1 = F_1 c_1, A_2 = F_2 c_2$$

19. Procédé selon la revendication 18, de simulation d'un instrument à résonateur cylindrique, à partir d'une modélisation  
10 physique régie par le système d'équation :

$$\frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{q_r}{\omega_r} \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = \pm p_e(t)$$

(avec le signe + pour une anche et le signe - pour les lèvres)

$$15 \quad P_e(\omega) = i \tan\left(\frac{\omega L}{c} - \frac{i^{3/2}}{2} \alpha c \omega^{1/2} L\right) U_e(\omega)$$

$$u_e(t) = \frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(t) - 1)) \text{sign}(\gamma - p_e(t)) \zeta(1 - \gamma + x(t)) \sqrt{|\gamma - p_e(t)|}$$

dans lequel  $\omega_r$  est la fréquence de résonance et  $q_r$  est le facteur de qualité de l'anche ou des lèvres, caractérisé par le fait que  
20 ledit système d'équations est résolu dans le domaine temporel à partir d'une formulation échantillonnée équivalente de la réponse impulsionnelle du déplacement de l'anche ou des lèvres et de la relation d'impédance qui se traduit par le système d'équations :

$$25 \quad x(n) = b_{1a} p_e(n-1) + a_{1a} x(n-1) + a_{2a} x(n-2) \quad (18)$$

$$p_e(n) = u_e(n) - a_{1u} u_e(n-1) - b_{0u} u_e(n-2D) + a_{1p} p_e(n-1) + b_{0p} p_e(n-2D) \quad (19)$$

$$u_e(n) = \frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(n) - 1)) \text{sign}(\gamma - p_e(n)) \zeta n - \gamma + x(n) \sqrt{\gamma - p_e(n)} \quad (20)$$

lesdites équations étant utilisées de manière séquentielle en regroupant les termes ne dépendant pas de l'échantillon  
5 temporel n, de façon à calculer successivement :

$$x(n) = b_{1a} p_e(n-1) + a_{1a} x(n-1) + a_{2a} x(n-2) \quad (21)$$

$$V = -a_1 u_e(n-1) - b_0 u_e(n-2D) + a_1 p_e(n-1) - b_0 p_e(n-2D) \quad (22)$$

10

$$W = \frac{1}{2} (1 - \text{sign}(\gamma - x(n) - 1)) \zeta - \gamma + x(n) \quad (23)$$

$$u_e(n) = \frac{1}{2} \text{sign}(\gamma - V) (-bc_0 W^2 + W \sqrt{(bc_0 W)^2 + 4|\gamma - V|}) \quad (24)$$

$$p_e(n) = b_0 c_0 u_e(n) + V \quad (25)$$

15 20. Procédé selon la revendication 19, pour une simulation plus réaliste du son produit, caractérisé par le fait que, en négligeant le rayonnement, la pression externe s'exprime comme la dérivée en fonction du temps, du débit sortant, sous la forme

$$20 \quad p_{\text{ext}}(t) = \frac{d}{dt} (p_e(t) + u_e(t)) \quad (26)$$

et est calculée, à chaque instant échantillonné (n), par différence entre les sommes de la pression interne  $p_e$  et du débit  $u_e$ , respectivement à l'instant (n) et à l'instant (n-1).

25 21. Procédé selon la revendication 19 de simulation d'un instrument à anche multimode, caractérisé par le fait que le calcul de la pression acoustique et du débit au niveau de l'embouchure s'effectue par résolution séquentielle d'un système d'équations dans lequel le déplacement de l'anche à chaque instant (n) est de la forme :

30

$$x(n) = b_{a1} p_e(n-1) + b_{a2} p_e(n-2) + b_{aD1} p_e(n-D_a-1) + a_{a1} x(n-1) + a_{a2} x(n-2) + a_{aD} x(n-D_a) + a_{aD1} x(n-D_a-1)$$

les coefficients  $a_{a1}$ ,  $a_{a2}$ ,  $a_{aD2}$ ,  $a_{aD1}$  étant définis par :

$$a_{a1} = \frac{f_e(1 + a_a) - \beta}{f_e}, \quad a_{a2} = \frac{a_a(\beta - f_e)}{f_e}, \quad a_{aD} = -b_a, \quad a_{aD1} = \frac{b_a(f_e - \beta)}{f_e}$$

et les coefficients  $b_{a1}$ ,  $b_{a2}$ ,  $b_{aD1}$  par :

$$b_{a1} = \frac{C}{f_e}, \quad b_{a2} = -\frac{Ca_a}{f_e}, \quad b_{aD1} = -\frac{Cb_a}{f_e}.$$

$$\beta = \frac{1}{2} \omega_r q_r \quad \text{et} \quad C = \frac{A_3 - \sqrt{A_3}}{(\sqrt{A_3} - 1) q_r A_1} \quad (28)$$

$$\text{en posant : } A_1 = \frac{2}{\omega_r \sqrt{q_r^2 + 4}}, \quad A_2 = \frac{1}{2} \omega_r q_r \quad \text{et} \quad A_3 = A_2 A_1 q_r,$$

les équations suivantes étant les mêmes que pour une anche à mode unique.

22. Procédé selon l'une des revendications 19 à 21, caractérisé par le fait que l'on réalise un modèle pour résonateur cylindrique avec impédance terminale à partir du modèle de base correspondant à un résonateur cylindrique et constituant la somme de deux guides d'onde faisant intervenir chacun un filtre ayant pour fonction de transfert  $-F(\omega)^2 = -\exp(-2ik(\omega)L)$ , en remplaçant l'expression  $\exp(-2ik(\omega)L)$  par l'expression

$$R(\omega) \exp(-2ik(\omega)L), \text{ dans laquelle } R(\omega) = \frac{Z_c - Z_s(\omega)}{Z_c + Z_s(\omega)}$$

$Z_c$  étant l'impédance caractéristique

$$\frac{\rho c}{\pi R^2} \text{ et } Z_s \text{ l'impédance de sortie } \frac{P_s(\omega)}{U_s(\omega)}$$

23. Procédé selon l'une des revendications 19 à 22, caractérisé par le fait que, à partir du modèle d'impédance pour un instrument à résonateur cylindrique et des équations aux différences associées, on construit d'autres modèles d'impédance plus complexes pour la simulation de phénomènes oscillants produits par un résonateur de forme quelconque en combinant des éléments d'impédance en parallèle ou en série et en utilisant des approximations numériques pour un usage

explicite des variables physiques intervenant dans la production desdits phénomènes oscillants et un contrôle plus flexible du résultat de la simulation.

24. Procédé selon l'une des revendications 19 à 23, caractérisé par le fait que, à partir du modèle de base pour résonateur cylindrique dans lequel la réponse impulsionnelle du déplacement de l'anche ou des lèvres se traduit par un système d'équations aux différences donnant, à chaque instant (n), le déplacement  $x(n)$  la pression  $p_e(n)$  et le débit  $u_e(n)$  à l'entrée du résonateur, on construit un modèle pour résonateur conique dans lequel l'équation de la pression est de la forme :

$$p_e(n) = bc_0 u_e(n) + bc_1 u_e(n-1) + bc_2 u_e(n-2) + bc_D u_e(n-2D) + bc_{D1} u_e(n-2D-1) + ac_1 p_e(n-1) + ac_2 p_e(n-2) + ac_D p_e(n-2D) + ac_{D1} p_e(n-2D-1) \quad (33)$$

dans laquelle les coefficients  $bc_0$ ,  $bc_1$ ,  $bc_2$ ,  $bc_D$  et  $bc_{D1}$  sont définis par :

$$bc_0 = \frac{1}{G_p}, \quad bc_1 = -\frac{a_1 + 1}{G_p}, \quad bc_2 = \frac{a_1}{G_p}, \quad bc_D = -\frac{b_0}{G_p}, \quad bc_{D1} = \frac{b_0}{G_p}$$

et les coefficients  $ac_1$ ,  $ac_2$ ,  $ac_D$  et  $ac_{D1}$  sont définis par :

$$ac_1 = -\frac{a_1 G_p + G_m}{G_p}, \quad ac_2 = \frac{a_1 G_m}{G_p}, \quad ac_D = -\frac{b_0 G_m}{G_p}, \quad ac_{D1} = b_0$$

$$\text{en notant : } G_p = 1 + \frac{1}{2f_e \frac{x_e}{c}} \text{ et } G_m = 1 - \frac{1}{2f_e \frac{x_e}{c}},$$

25. Procédé selon l'une des revendications 19 à 23, caractérisé par le fait que, à partir du modèle de base pour résonateur cylindrique, on construit un modèle pour un résonateur court ayant une longueur  $l$ , en approximant l'impédance selon l'expression :

$$Z_l(\omega) = i \tan(k(\omega)l) \cong G(\omega) + i\omega H(\omega) \quad (34)$$

dans laquelle  $G(\omega) = \frac{1 - \exp\left(-\alpha c \sqrt{\frac{\omega}{2}} l\right)}{1 + \exp\left(-\alpha c \sqrt{\frac{\omega}{2}} l\right)}$  et  $H(\omega) = \frac{1}{c} (1 - G(\omega))$ .

26. Procédé selon l'ensemble des revendications 23, 24, 25, pour la simulation d'un instrument à vent, caractérisé par le fait que l'on modélise l'embouchure ou le bec par un résonateur de Helmholtz comprenant une cavité hémisphérique couplée avec un tuyau court cylindrique et un résonateur principal à tuyau conique, l'impédance d'entrée de l'ensemble du résonateur pouvant s'exprimer par l'expression :

$$Z_e(\omega) = \frac{\frac{1}{Z_n}}{i\omega \frac{V}{\rho c^2} + \frac{1}{iZ_1(k_1(\omega)L_1) + Z_2 \frac{i\omega \frac{x_e}{c}}{1 + \frac{i\omega \frac{x_e}{c}}{i \tan(k_2(\omega)L_2)}}}}$$

10

dans laquelle  $V = \frac{4}{6} \pi R_b^3$  est le volume de la cavité hémisphérique,  $L_1$  est la longueur du tuyau court,  $L_2$  est la longueur du tuyau conique,  $Z_1$  et  $Z_2$  sont les impédances caractéristiques des deux tuyaux qui dépendent de leurs rayons,  $k_1(\omega)$  et  $k_2(\omega)$  tiennent compte des pertes et du rayon  $R_1$  et  $R_2$  de chaque tuyau, et que, à partir du modèle de base pour résonateur cylindrique, de ses extensions au tuyau conique et au tuyau court, on construit un modèle pour résonateur en exprimant la pression à l'embouchure ou dans le bec par l'équation aux différences :

20

$$p_e(n) = \sum_{k=0}^{k=4} bc_k u_e(n-k) + \sum_{k=0}^{k=3} bc_{Dk} u_e(n-k-2D) + \sum_{k=1}^{k=4} ac_k p_e(n-k) + \sum_{k=0}^{k=3} ac_{Dk} p_e(n-k-2D) \quad (36)$$

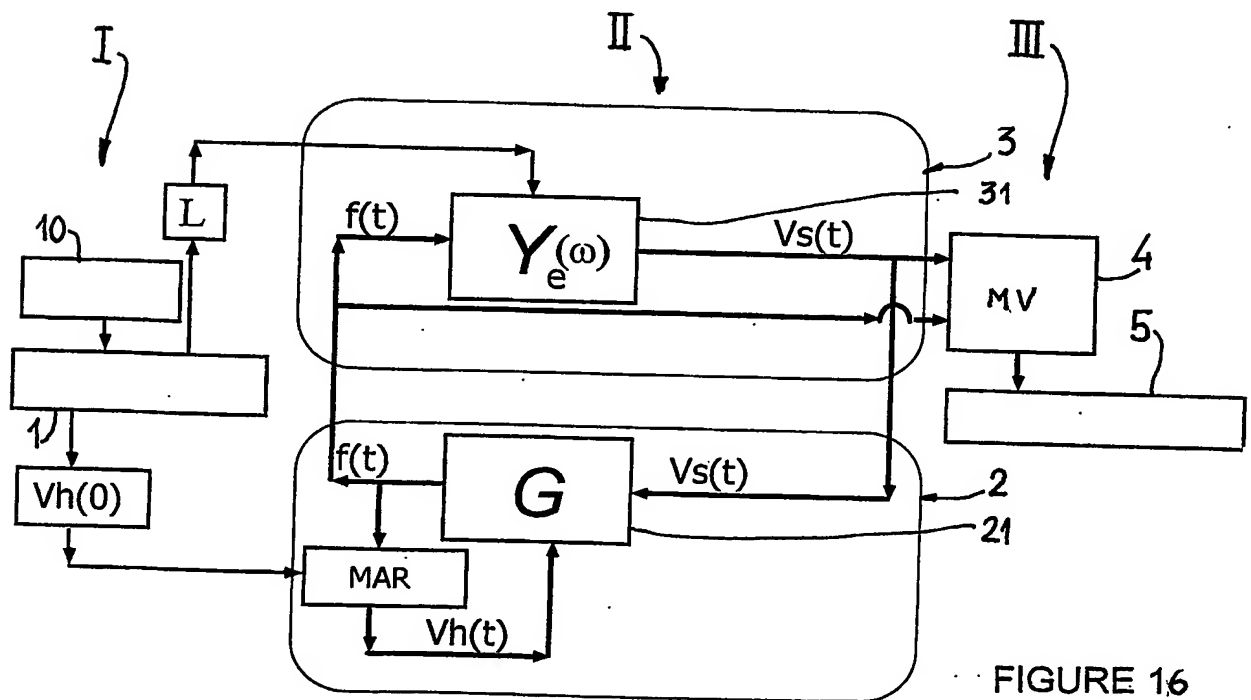
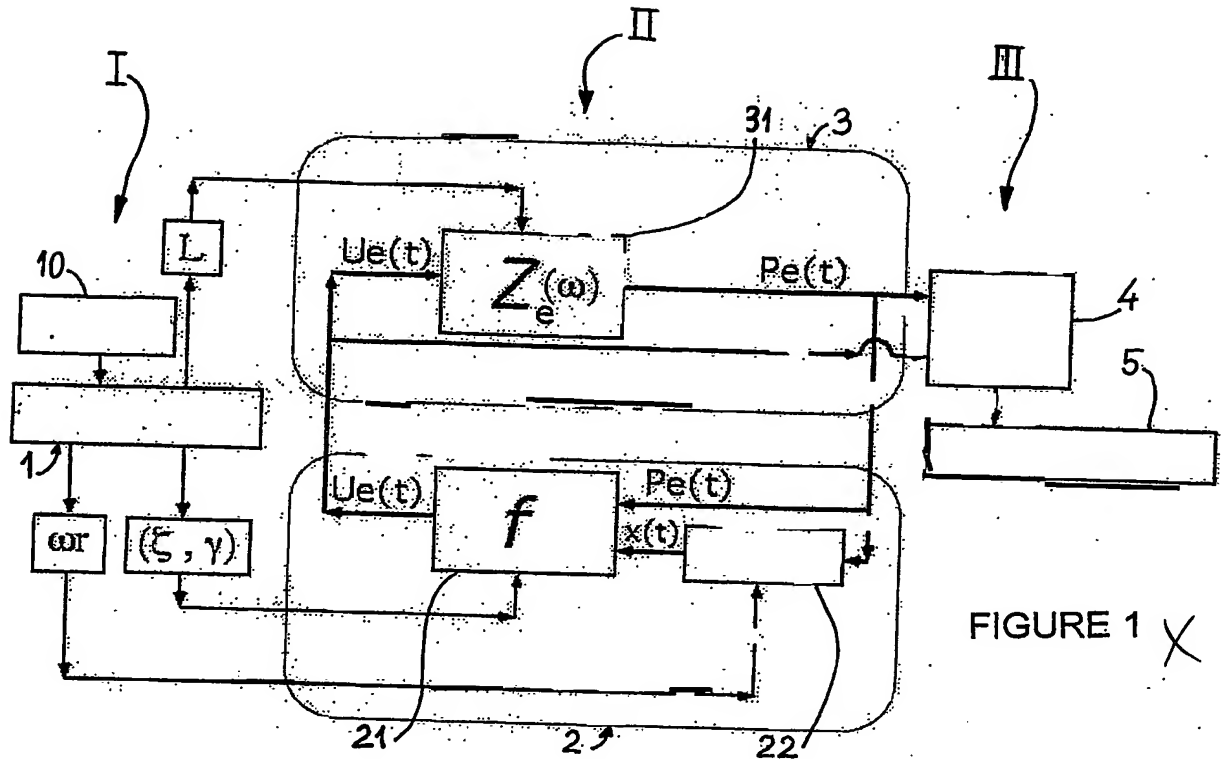
27. Procédé selon l'une des revendications 1 à 9, pour la simulation d'un phénomène oscillant dans lequel les deux variables physiques de la relation linéaire sont la force exercée en un point d'un système mécanique tel qu'une corde engendrant des vibrations et la vitesse en ce point, caractérisé par le fait que l'on exprime l'admittance en ce point sous la forme d'une combinaison des admittances de chaque portion de corde, de part et d'autre dudit point, chaque admittance mécanique étant obtenue à partir du modèle de base décrivant l'impédance acoustique d'un résonateur à tuyau cylindrique, en exprimant la vitesse au point considéré de la corde en fonction de la force exercée en ce point, le filtre  $F(\omega)$  du modèle de base pouvant être exprimé à partir d'un modèle de propagation d'ondes de flexion dans une corde munie de raideur.
28. Dispositif de simulation numérique, par le procédé selon l'une des revendications 8 à 27, d'un instrument de musique de production d'un son résultant d'un couplage entre un résonateur linéaire et une source excitatrice à caractéristique non linéaire, qui s'exprime au moins par une relation linéaire d'impédance ou d'admittance et une relation non linéaire entre deux variables représentatives de l'effet et de la cause du son produit, ce dispositif de simulation comprenant un élément de contrôle I comportant au moins un capteur gestuel 1 transformant les actions d'un instrumentiste en paramètres de contrôle, un élément de modélisation II comportant une partie non linéaire (2) associée à une partie linéaire (3) et un élément de création du son synthétisé III, caractérisé par le fait que la partie linéaire (3) comporte un bloc de calcul (31) piloté par la longueur (L) du résonateur ayant comme paramètre d'entrée un signal représentatif de l'une des variables cause, effet, calculé par la partie non linéaire (2), et dont la fonction de transfert est l'impédance ou l'admittance d'entrée du résonateur, que la partie non linéaire (2) met en œuvre une fonction non linéaire (21) pilotée par au moins deux paramètres de contrôle et ayant comme paramètres d'entrée un signal représentatif de l'autre

variable cause ou effet, calculé par la partie linéaire (3) et un signal modélisant le rôle de la source excitatrice, la partie linéaire (3) étant ainsi couplée en boucle fermée à la partie non linéaire (2), et que l'élément de création du son III calcule un

5 signal sonore à partir de signaux représentatifs de la cause et de l'effet du son à simuler, émis respectivement par la partie linéaire (3) et la partie non linéaire (2)



1/7



2/7

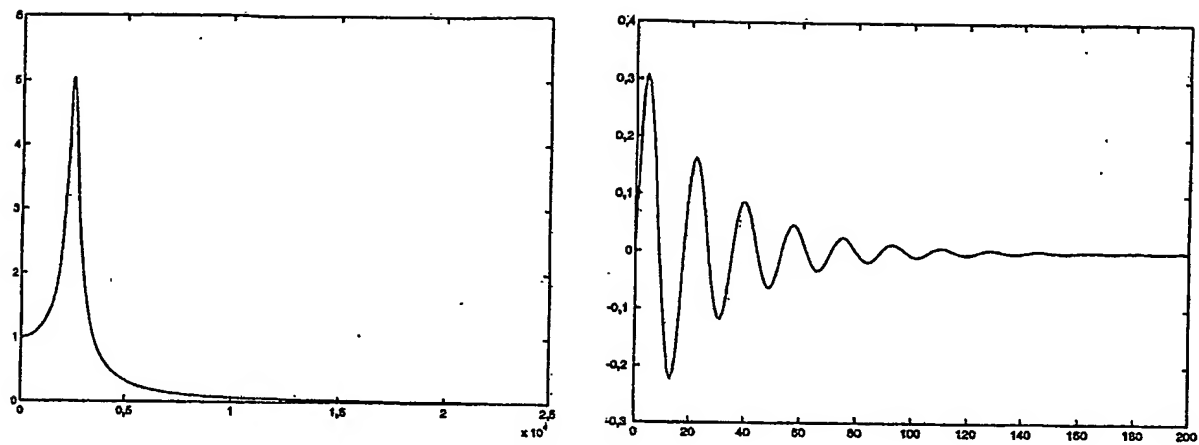


FIGURE 2

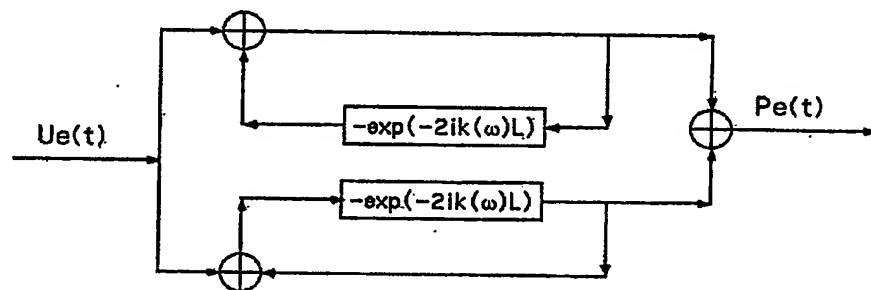


FIGURE 3

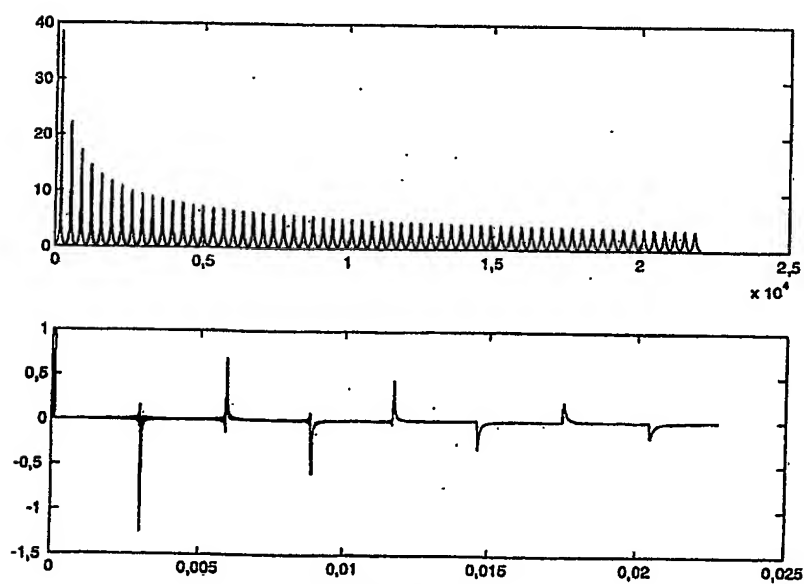


FIGURE 4

3/7

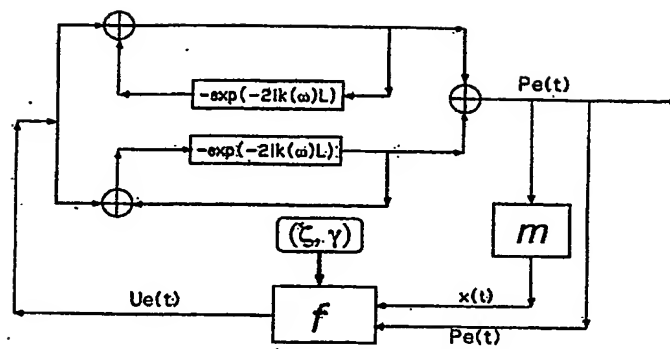


FIGURE 5

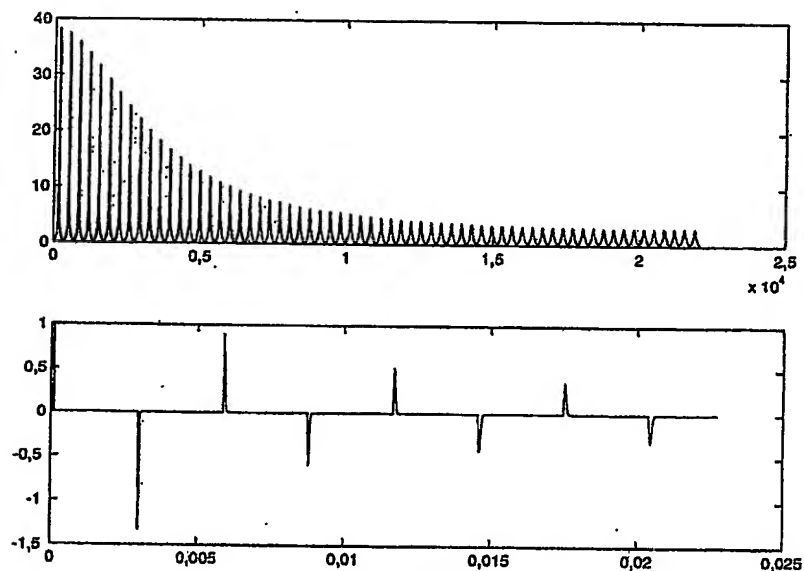


FIGURE 6

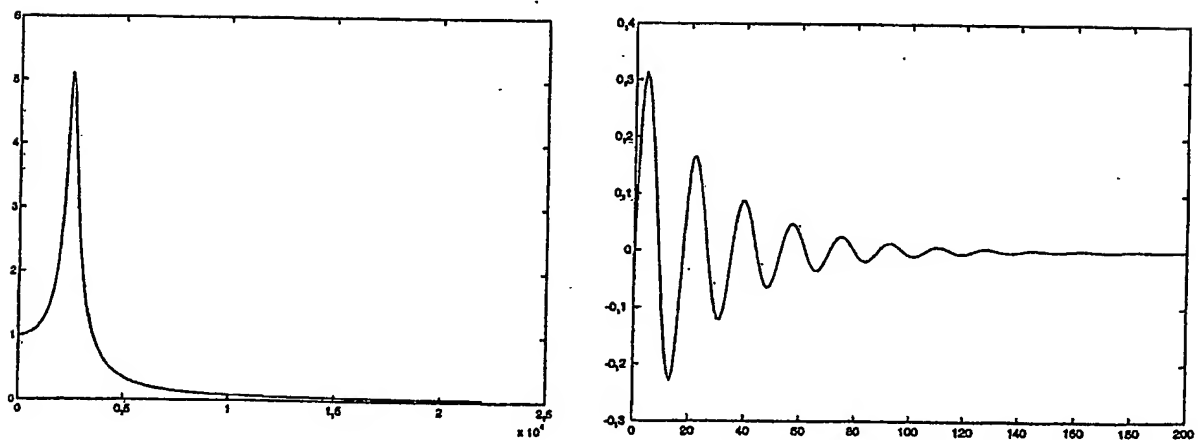


FIGURE 7

417

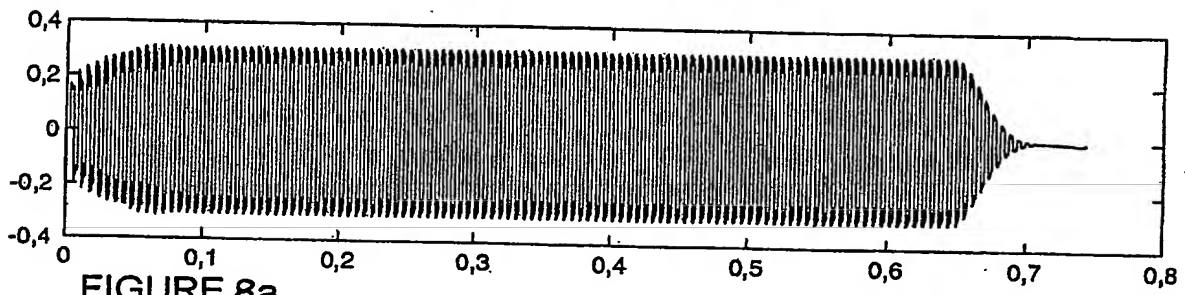


FIGURE 8a

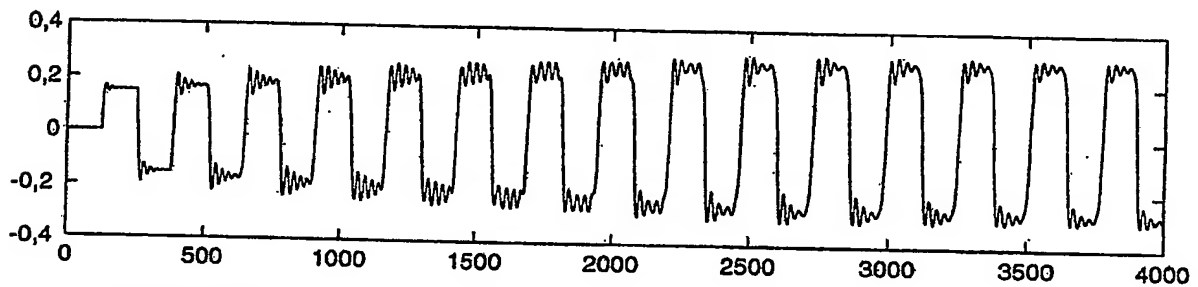


FIGURE 8b

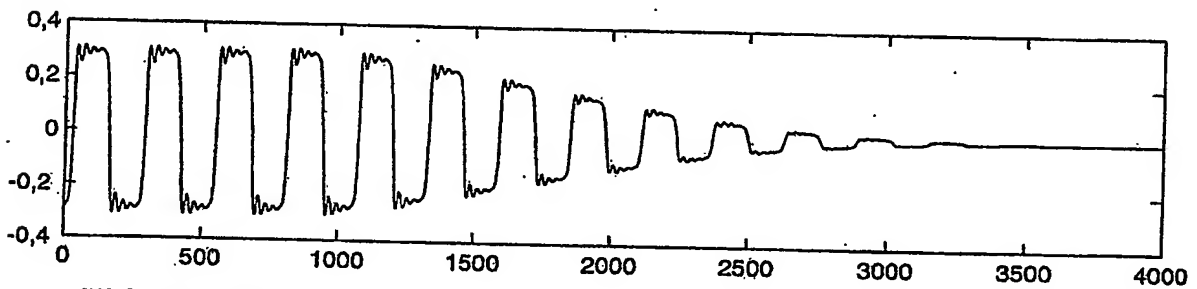


FIGURE 8c

FIGURE 8

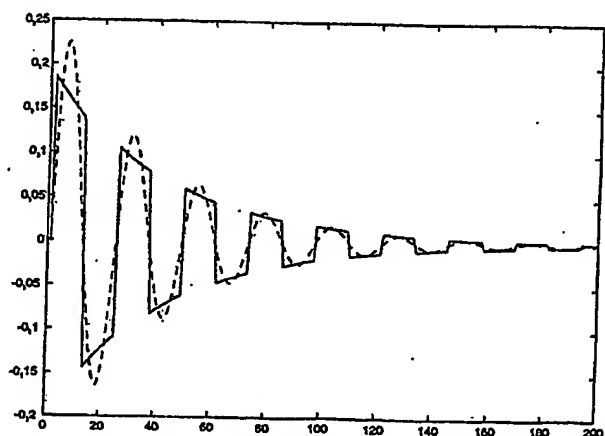
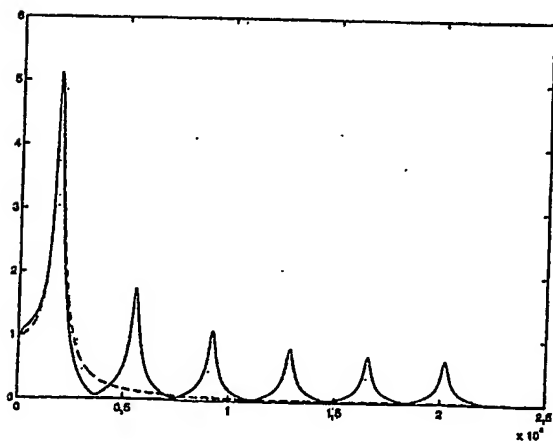


FIGURE 9

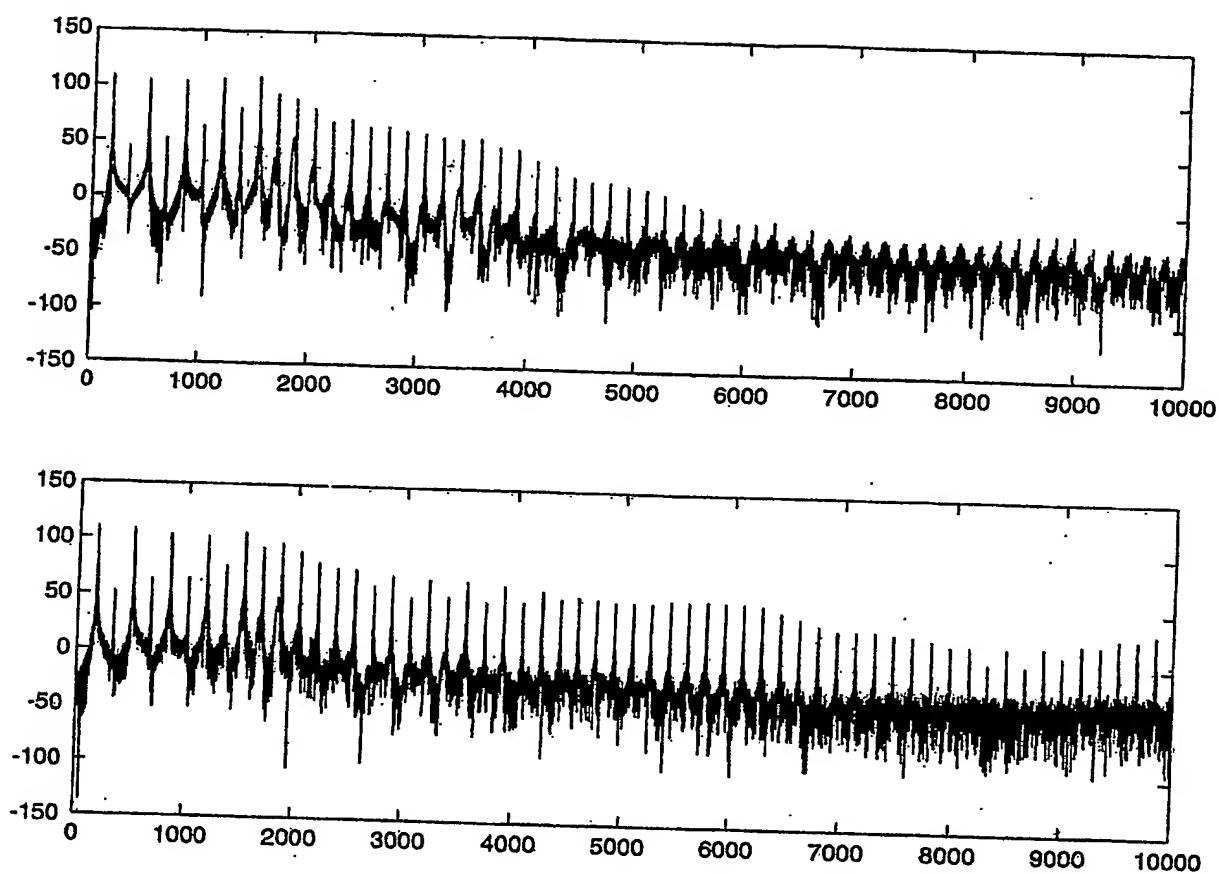


FIGURE 10

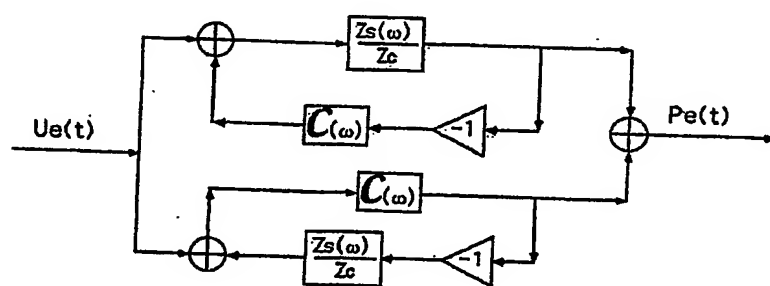


FIGURE 11

6/7.

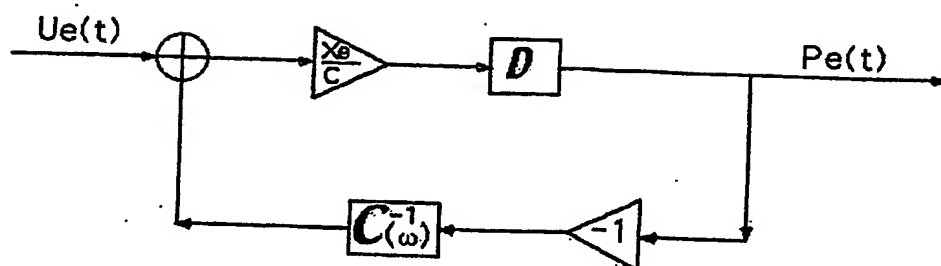


FIGURE 12

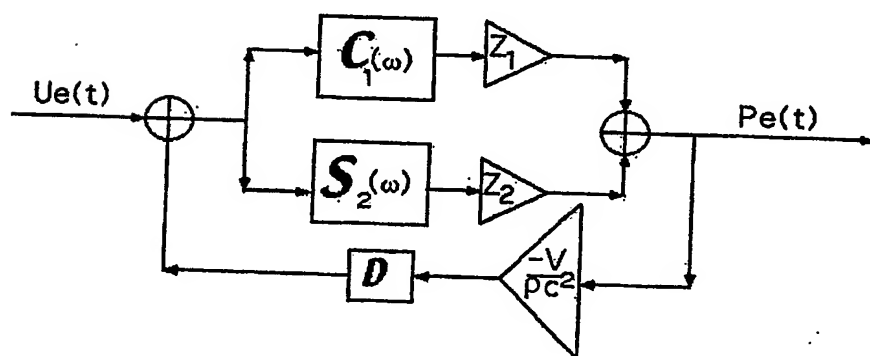


FIGURE 13

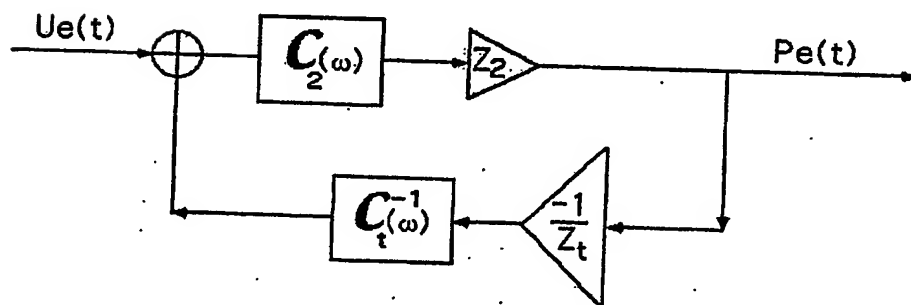


FIGURE 14

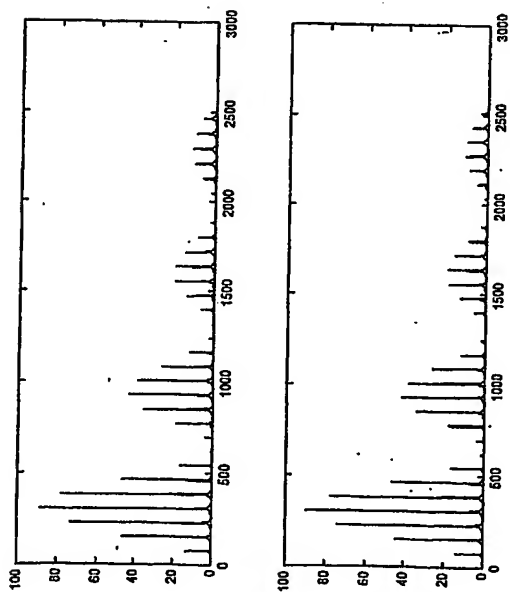


FIGURE 15

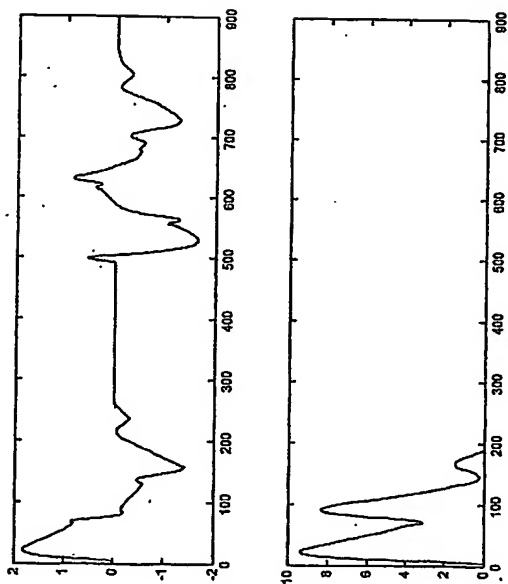


FIGURE 17

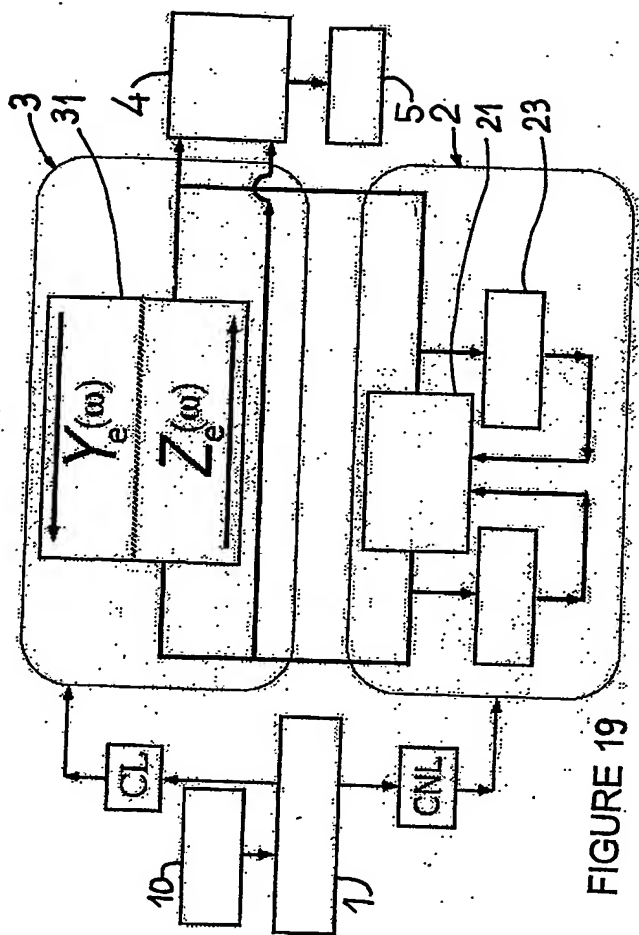


FIGURE 19

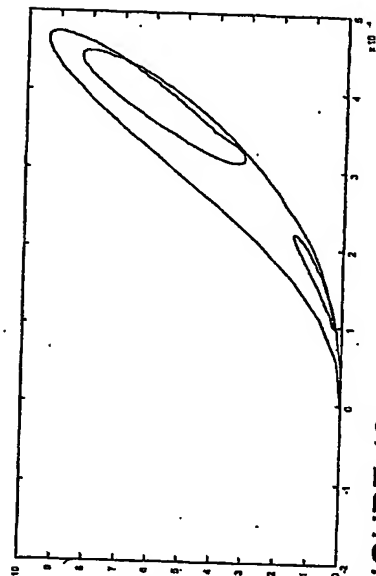


FIGURE 18